بيير فلوري
جان بول ماتيو

الفيزياء العامة والتجريبية

Physique G®n®rale et Exp®rimentale

الضوء Lumi¯re

الكتاب الثاني

مطبوعات المجلس الأعلى للعلوم

بيير فلوري
Pierre Fleury

جان بول ماتيو
Jean-Paul Mathieu

الفيزياء العامة والتجريبية

الضوء
Lumière

ترجمة

الدكتور توفيق المنجد
رئيس جامعة حلب سابقاً

الدكتور طاهر التربدار
عميد كلية العلوم سابقاً
جامعة دمشق

المهندس وجيه السمان
عميد كلية الهندسة سابقاً
جامعة دمشق

مراجعة

المهندس وجيه السمان

الكتاب الثاني

مطبوعات المجلس الأعلى للعلوم

مطبعة جامعة دمشق

١٣٩٤ – ١٣٩٥ هـ
١٩٧٤ – ١٩٧٥ م

اطياف الذرات
والجزيئات والبلورات



الفصل الثالث عشر

مفاهيم عامة

عن أطياف الاصدار والامتصاص [١،٢]

١٣ - ١ . — النماذج المختلفة للأطياف :

أ) ان طرائق دراسة الاطياف ، التي تقدم وصفها في الفصل الرابع ، قد اعطت منذ بداية هـذا القرن نتائج هامة جداً ، ادى تفسيرها ، بالاشتراك مع تفسير ظواهر التأيين (الجزء ٦) والاستحالة (الجزء ٨) الى النظريات الحالية عن المادة وعن الاشعاع ، كما نجم عن ذلك تطبيقات عملية هامة .

ب) ان اصدار الاشعاع من قبل المواد . وهي في حالة فيزيائية ما ، يحدث عندما تعرض هذه المواد لتهيجات مناسبة كدرجات الحرارة العالية او التفريغ الكهربائي (١٧،٦-١٩ الى ١٧-٢١) او امتصاص اشعة كهرطيسية أخرى . هنالك قوانين بسطة نسبياً ، تنطبق على الاشعاع **بالتوهج** ، حيث تكون الطاقة المشعة ذات أصل **حراري محض** ، وأما في الحالات الاخرى ، فيقال انه قد حصل **تلألؤ** . وأمثلة التلألؤ كثيرة ، وسنذكر فيما يلي بعضاً منها .

---

(١) في شرح صور الاطياف ، يبدل الحرفان P و N عما اذا كانت الصورة موجبة (خطوط الاصدار مضيئةعلى خلفية مظلمةأوخطوط الامتصاص مظلمة على خلفية مضيئة) او سلبية (نباتات متعاكسة).

(٢) وفقاً لاستعمال دارج ، تستعمل كلمة « طيف » فيما يلي من هذا الكتاب ،للدلالة على منحن طيفي اصداري او امتصاصي (الفقرة ٥ - ١٧ ب) .

ان تصادم الدقائق المشحونة المسرّعة كالتي يمكن احداثها في تجارب فرانك وهرتز Franck et Hertz (٦'١٧-١١) يعطي اصدارات ضوئية .

وتصدر بعض الاجسام ضوءاً مرئياً بدرجة تنخفض كثيراً عن الدرجة التي يتطلبها التوهج . فيقال أنه قد حدث **تلألؤ حرادي** .

-٥- تحدث هـذه الظاهرة عندما يقذف على سطح حار مسحوق الطباشير او الفلئورين (ولا سيما الملونة منها) او الماس او الكبارت القلوية ، الخ ...

وبعض الكبارت القلوية ـ الترابية تصدر الضوء اذا عرضت لحقل كهربائي شديد ، وذلك هو **التلألؤ الكهربائي** .

-٥- يمثل الشكل ١٣ — ١ تبسيطاً لخلية تلألؤية كهربائية . ان البلورات الصغيرة من كبريت التوتياء (ZnS ، الحاوي على آثار من Cu و Mn مثلاً) هي مغلفة بطبقة عازلة وشفافة C . يطبق عليها توتر متناوب في حدود ١٠٠ فولت ، بين المسرى المعدني M والوجه السفلي لصفيحة الزجاج V التي جعلت ناقلة مع بقائها شفافـة . فالبلورات بتأثير حقول كهربائية في حدود ١٠^٦ فولت / م ، تصدر ضوءاً يتعلق لونه بالمعدن الغريب .

الشكل ١٣ — ١ . — مبسط الخلية تالألؤية كهربائية

-٥- يحدث ضوء بفعل **التلألؤ بالتحاك** عندما تسحق بعض الاجسام كالطباشير والسكر ، او عندما تحك ببعضهما قطعتان من صحن خزفي او عندما تفصل صفائح الميكا بالتصفيح ، الخ .

يرافق تأكسد الفصفور اصدار ضوء ، وكذلك يرافق كثيراً من التفاعلات البطيئة . وتحدث ظاهرة **التلألؤ الكيمياوي** هذه عند تفسخ بعض الاخشاب الرطبة . ويصبح البحر احياناً متلألئاً من وجود بعض الباكتريات . وبعض

الحيوانات التي تعيش في الهواء هي ايضاً متلألئة مثل الحباحب (الفقرة ١٧–٩).

٥– تجربة تروتز Trautz : يمزج في دورق حجمه ٣٠٠ سم^{3} : ٣٥ سم^{3} من كل من المحلولات الآتية في الماء: بيروغالول بنسبة ١٠٪، والالدهيد المتيلي بنسبة ٣٥٪ وفحمات البوتاسيوم بنسبة ٥٠٪ . ويضاف الى المزيج ٣٠ سم^{3} من الماء المحمض بعيار ١٠٠ حجم فيرى في الظلمة تلألؤ برتقالي بالرغم من أن درجة الحرارة لا تتجاوز ٥٠ مئوية .

وأخيراً ، ان بعض الاجسام اذا اسقط عليها ضوء وحيد اللون ، اصدرت شعاعات ذات اطوال امواج مختلفة ، وتؤلف في الجملة مجموعة متصلة تمتد على مدىً هام من الطيف. فيقال انه قد حدث حينئذ **تفلور او تفصفر**. وان التمييز بين هذين التعبيرين سيحدد فيما بعد (الفقرة ١٣ – ٧) .

اذا نظرنا الى هذه الظواهر من وجهة النظر الذرية او الجزيئية ، امكننا ارجاع انواع التهييج Excitation – وربما عملت هذه الانواع معاً احياناً – الى مجموعتين : اصطدام الدقائق (الالكترونات ، الأيونات ، الجزيئات المسرعة كهربائياً او حرارياً : انظر الفقرة ١٣ – ٤) وتأثير الضوء الوارد (الفقرة ١٣ – ٧) .

ج) تصدر الجوامد والسوائل اطيافاً متصلة تمتد ، في حالة التهييج الحراري الى مناطق واسعة من الطيف (٢ ، ٢٠ – ١ و ٤ ، ١ – ٤) وتمتد في حالات غيرها الى مناطق اقل اتساعاً .

ويمكن للغازات والابخرة ان تصدر اضواءً مرئية ، ذوات اطياف متقطعة ، تتفاوت خطوطها في العرض (الفقرة ١٣ – ١١) وتكون في غالب الاحيان مجمعة بشكل عصائب band أو شرائط. وان تهييج الجوامد والسوائل يمكن ايضاً ان يصدر طيف خطوط ، ذلك لان المادة تكون عندئذ قد تبخرت قبل ان تصدر.

٥– يتولد اصدار ضوء ملون لدى ادخال سلك من البلاتين في اللهب غير المضيء

Emission

لمصباح بنزن Bunsen ويكون السلك بشكل حلقة وقد غمس في محلول ملح لمعدن قلوي او قلوي ترابي ، ويختلف اللون باختلاف طبيعة المعدن .

د) كثير من الاجسام (الغازات والابخرة والسوائل والمحاليل والمواد الكهرنافذة والنواقل) تمتص الضوء الذي تتلقاه ، امتصاصاً **اصطفائياً** selective Absorption . فاذا اعترضنا مسيرة اشعاع ذي طيف متصل بأحد هذه الاجسام ، ظهرت في هذا الطيف (كما سنرى في الفقرة ١٣ - ٥) خطوط او عصائب مظلمة تسمى **خطوط او عصائب الامتصاص** ولها أطوال أمواج معينة .

يلاحظ ، مثلاً ، في طيف الشمس خطوط امتصاص فراونهوفر Fraunhofer وسنعود الى ذكرها في الفقرة ١٧ - ٣ .

ونذكر انه يوجد ايضاً امتصاص **متصل** continuous Absorption ، له صلة بالناقلية في النظرية الكهربائية المغناطيسية (الفقرة ١ - ٤ و ٧ ، ٩ - ٦) .

ه) ان اطياف الخطوط او العصائب (سواء اكانت بالاصدار او بالامتصاص) هي خصائص مميزة للذرات او للجزيئات التي تولدها .

-٥ - في التجربة الواردة في ج) لا يتعلق لون اللهب بطبيعة الحمض الذي يولد ملحاً مع المعدن : فكل املاح الصوديوم تعطى لهباً اصفر ، وجميع املاح الليثيوم لهباً أحمر ، الخ ... ففي هذه الحالة يكون الطيف مميزاً في الاصل لذرة المعدن ، وان التجربة السابقة هي وسيلة بدائية لتحري هوية المعادن القلوية والقلوية الترابية .

وفي حالات اخرى يقوم الاصدار الضوئي optical Emission بتمييز الجزيئات .

-٥- اذا سخن بخار التيتان بمعزل عن الاكسجين ، اعطى طيف اصدار ناجماً عن ذرات التيتان Ti . واذا ادخل الاكسجين تشكلت جزيئات TiO وتغير الطيف .

ـ٥ـ ان اللون الأحمر للجزيء NO_2 يولد طيف امتصاص مميز (الشكل ١٣–١٠) ليس هو بطيف الآزوت ولا بطيف الاكسجين .

والصحيح هو انه في نطاق الاشعة السينية فقط يصبح طيف مزيج من الذرات ، بوجه التقريب هو نفس طيف العناصر المركبة له . واما في المناطق الطيفية الأخرى ، فان الجزيئات لها اطياف مختلفة تماماً عن اطياف العناصر المركبة لها . ومتى عرفت هذه الاطياف (او على الاقل متى عرفت خطوطها او عصائبها الاساسية) فمن الممكن بفضل فحص طيفي، تحديد هوية العناصر الداخلة في مزيج ، وان تحليلاً طيفياً كهذا يمكن ان يكون حساساً جداً بحيث يمكن كشف وجود مادة بحصة نسبية ضئيلة لاتتجاوز في بعض الحالات ١٠^-٧^. وهذه الطريقة التي اقتصرت في البدء على التحليل الكيفي قد اصبحت ، لمس الحاجة ، كمية بفضل قياس شدة خطوط الاصدار ، الذي يجري بطريقة القياس الطيفي الفيزيائي لشدة الضوء (الفقرة ٥ – ٢٤) .

اضف الى ذلك ، حسبما سنرى في هذا الفصل وفي الفصول التالية ، ان الدراسة المتعمقة لطيف جسم معين تعطينا عن بنيته الذرية او الجزيئية ، وعن حالته الفيزيائية معلومات هي في بعض الاحيان قيمة جداً . فبهذه الطريقة امكننا خاصة ان نكتسب مالدينا من معلومات عن النجوم (انظر الفصل ١٧).

١٣ ـ ٢ . ـــ اصدار الضوء من قبل الغازات او الابخرة المهيجة كهربائياً .

أ) ان القوس الكهربائية الحقيقية (من عدا المساري الجامدة المحماة حتى التوهج والتي تعطي طيفاً متصلاً) تصدر طيفاً ضوءه مميز لبخار المسريين ، واحياناً لغازات الهواء (او غيرها) الممتزجة بهذا البخار . ونذكر ان التوتر المطبق على المسريين ينبغي ان يكون عدة عشرات من الفولت ، وان الشدة هي بضعة امبيرات او بضعة عشرات من الامبير (١٧،٦–١٦) والحصول على

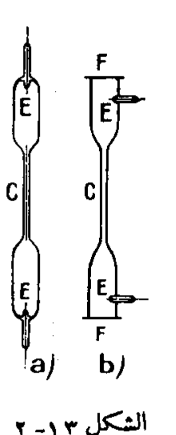
اطياف المواد التي لا يمكن ان يصنع منها مسار ناقلة ، يعمل من هـــذه المواد معجون ويدخل المعجون في تجويف يحفر باتجاه المحور في قضيب من الفحم .

ب) تمر شرارة (تحت توتر عـالٍ) بسهولة بين المسريين الناقلين (ويمكن ان يكون احدهمـــا مادة قابلة للتحلل بالكهرباء) تستخدم دوماً الشرارة « المكثفة » اي المولدة بالتفريـغ المهتز(١٧٠ – ١٦) لمكثفة C (الشكل ١٣ - ١ مكرر) فنحصل في آن واحد على طيف مادة المسريين وعلى طيف الغاز الذي يحيط بهما .

الشكل ١٣ – ١ مكرر. توليد « شرارة مكثفة » في الغاز G

تمكن طريقة التهيـج هذه من تحرير طاقة عظيمة في زمن قصير جـداً . فاذا كانت سعة المكثفة $C = 5.10^{-9}$ F وكانت القيمة البدائية للتوتر المتناوب $U_m = 5000$ V ونبضه $\omega = 10^7$ Hz فان الشدة العظمى في بداية التفريـغ هي $\omega\, C\, U_m$ (٧ ، ١ – ٢٠) اي في حدود ٢٥٠ امبير .

والشرارة الحادثة في الخلاء بين مسريين البعد بينهما كسر من المليمتر ، تستعمل كـثيراً كمنبـع لشعاعات في مـا فوق البنفسجي البعيد .

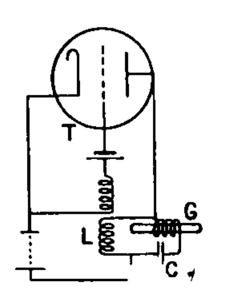


الشكل ١٣- ٢
أنابيب غسلر

ج) كثيراً مايستخدم ايضاً انبوب غسلر Geissler (الشكل ١٣–٢) الحاوي على الغاز الذي يراد فحص طيفه . وقد لحم في داخل هذا الانبوب مسريان E يجعل بينهما ، بواسطة وشيعة تحريض او محولة ، فرق كمون مرتفع جـــداً (عدة عشرات الالوف من الفولات) حتى يحصل التفريـغ التلقائي في حـدود الضغط المستعمل (وهو يبلغ مللمتراً واحداً من الزئبق تقريباً) (١٧٠٦–١٩) . ويكون العمود الايجابي هو الاشد ضوءاً . كما يكون لمعان الانبوب شديداً في القسم الشعري C الذي يمكن فحصه عرضانياً

(الشكل ١٣ - ٢ a) او طولانياً من خلال النافذة F (الشكل ١٣-٢ b) ويمكن ايضاً تغذية الانبوب بتفريغ مكثف (الشكل ١٣ - ١ مكرر) فيكون التوتر اقل بكثير (في حدود ١٠٠ فولت) في المصابيح ذات الابخرة المعدنية (١٠٤-٦) .

يمكن الحصول على التهييج بالحقل الكهربائي ايضاً بطريقة بسيطة ، وذلك بوضع الانبوب الشفاف الحاوي على الغاز G (الشكل ١٣ - ٣) في داخل وشيعة حلزونية تؤلف جزءاً من دارة مهتزة عالية التواتر LC يغذيها مصباح ثلاثي المساري T (٧ ، ٥ - ٧) فالحقل الكهربائي السريع التغيرات يعطي للأيونات سرعة كافية لتهيج الجزيئات . ويمكن تغيير التهييج بسهولة بتغيير توتر الصفيحة في الجهاز المهتز .



الشكل ١٣ - ٣
تهييج الغاز G بواسطة
حقل كهربائي عالي التواتر

١٣ - ٣ . — طيوف الاصدار المختلفة لنفس المادة .

أ) يمكن للمادة ، حسب ظروف التهييج ، ان تصدر اشعاعات ذوات تركيب طيفي مختلف .

- ٥ - اذا غذينا انبوب غسلر المملوء بالهدروجين بتفريغ مكثف ،رأينا بصورة اساسية طيفاً مؤلفاً من اربعة خطوط في ما فوق البنفسجي يمكن كشفها بالتصوير (الشكل ١٣ - ٤ ، اللوحة ٥) واذا كان توتر التغذية آتياً من ثانوية محولة ومنخفضاً بقدر الامكان ، رأينا عدداً كبيراً من الخطوط ، غير الخطوط السابقة (الشكل ١٣-٥ ، اللوحة ٥) .

كذلك ، ان التهييج المعتدل في انبوب تفريغ حاو على الازوت يعطي

طيفاً قد مثل قسم منه في الشكل ١٣-٦ من اللوحة ٥ . واذا اجرى له تهييج شديد اعطى الطيف الذي في الشكل ١٣ - ٧ من اللوحة ٥ .

يبين لنا الشكل ١٣-٨ من اللوحة ٥ الفروق التي تلاحظ في طيف المغنزيوم حسب شروط التهييج . وفي تجارب التهييج بالصدمات الالكترونية يغنى الطيف كلما زادت طاقة الالكترونات (الشكل ١٣ - ٩) .

ب) تفسر هذه الافعال المعقدة بالكيفية الآتية : ان الافعال المعتدلة (كدرجة الحوارة القليلة الارتفاع ، والحقل الكهربائي القليل الشدة) تهيج اصدار الاشعاع من قبل الجزيئات، فاذا زادت شدتها صارت قادرة على تفكيك الجزيئات المتعددة الذرات الى ذراتها وعلى تهييج هذه الذرات وتأيينها وتهييج الايونات المتشكلة .

ففي التجارب السابقة كان اغنى الطيوف بالخطوط ، التي يولدها الهيدروجين والآزوت ، هما الناجمان من اصدار جزيئات H_2 و N_2 ، وابسط الطيوف ناجمة من اصدار الذرات H و N . وفي اكثر الاحيان ـ وليست هذه قاعدة عامة ، كما يدل مثال الهيدروجين ـ تكون الاطياف الجزيئية مؤلفة من تجمعات كثيفة جداً من الخطوط ، اذا فحصت بتبدد ضعيف بدت كأنها عصائب ضوئية محددة بوضوح من احد طرفيها ومتدرجة نحو الطرف الآخر .

وان الاطياف اللهبية لأملاح معدن قلوي تميز ، كما قلنا ، العنصر المعدني الناجم عن تحلل الملح . اما التعقد المتزايد للطيف ، الذي يلاحظ على الشكلين ١٣-٨ و ١٣ - ٩ فهو ناتج في الوقت نفسه من تهييج أشد ، للذرات التي تصدر اشعاعات عددها آخذ بالازدياد من التأين ، والأيونات تصدر طيفاً مختلفاً عن طيف الذرة .

ج) يطلق اسم **خطوط القوس** على الخطوط الناجمة عن اصدار الذرات المعتدلة كهربائياً و**خطوط الشرر** على الخطوط التي تصدرها الذرات المتأينة .

وهذا التعريف النظري لا ينطبق تماماً على الذي يبدو انه نتج من الشروط التجريبية : فهناك مجرد هيمنة للخطوط العائدة لنوع ما في جهاز الاصدار العائد اليه . أما أطياف اللهب فهي تحوي فقط على جزء من خطوط القوس .

ان البرهان التجريبي للاسناد الذي بيناه قد اعطته ملاحظة الضوء الصادر من حزمة رفيعة من الاشعة الموجبة (٦ ، ١٧ – ٢٣) مؤلفة في الوقت نفسه من ذرات معتدلة ومن ايونات . فالانحراف الكهربائي (٦ ، ١٦ –٣) الذي يؤثر في الايونات فقط لا يترك سوى خطوط القوس في اصدار الحزمة غير المنحرفة .

ان ارتفاعاً كافياً في درجة الحرارة يحيل طيف القوس الى طيف الشرر . مثلاً : ان خط الشرر $\lambda = 4481$ Å للمغنزيوم يوجد في طيف اصدار النجوم البيض التي تبلغ درجة حرارتها ١٠ الاف مئوية ، في حين ان طيف النجوم الصفراء التي هي ادنى منها حرارة كالشمس لا يحوي الا خطوطاً قوسية لهذا العنصر .

١٣ ـ ٤ . ـــ تفسير التهييج بالصدمات :

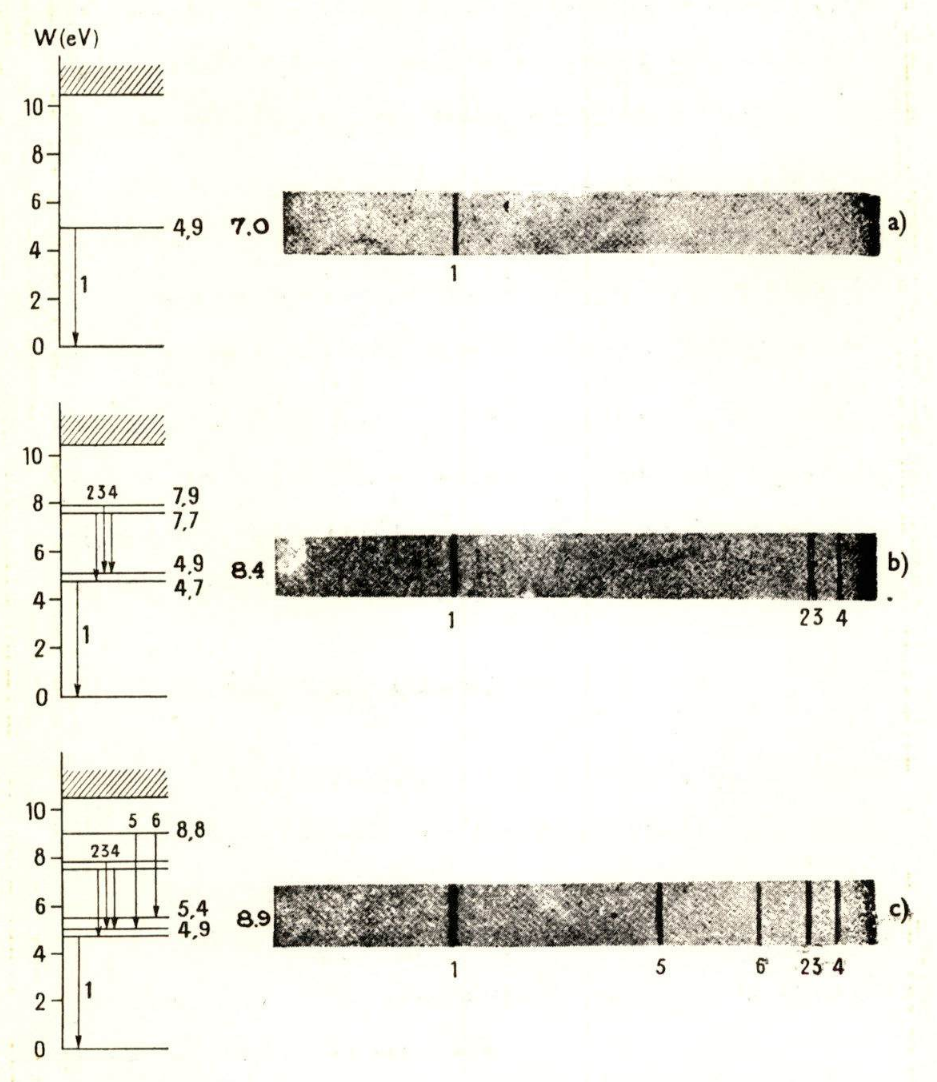
أ) في كثير من الحالات يمكن تفسير تهييج الذرات او الجزيئات بأنه ناتج من صدمات غير مرنة للجسيمات . وقد درس في (٦ ، ١٧–١١) تأثير الصدمات الالكترونية في جزيئات الغاز .

ان الطاقة الذرية التي يكتسبها الكترون شحنته e ، مسرّع بفرق كمون قدره V هو : $W_k = eV$. وهذه الطاقة يمكن ان يتخلى عنها الى جزيء وان تسبب اصدار اشعاع تواتره معين بالعلاقة :

$$h\nu = eV$$

باعتبار h ثابتة بلانك Planck (الفقرة ١–٧) .

مثلاً : تدل التجربة على ان بخار الزئبق الوحيد الذرة يصدر اشعاعاً طول



الشكل ١٣-٩، - اطياف اصدار الزئبق (N) حصل عليهـا برجم البخار بالكترونات ذات طاقة متزايدة : a) ٧,٠ الكترون فولت ، b) ٨,٤ الكترون فولت ، C) ٨,٩ الكترون فولت . وقد مثل الى جانب كل طيف سويات الطاقة لذرة Hg والتحولات التى ولدت الخطوط ذات نفس الرقم .

موجته $2537\,\text{Å}$ عندما يكون التوتر V للألكترونات التي تقصفه يساوي $4{,}9\ V$ فيكون :

$$w_k = 1{,}60.\ 10^{-19}\ .\ 4{,}9 = 7{,}8.10^{-19}\ \text{joules}$$

ومن جهة ثانية :

$$h\,\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6{,}62.10^{-34} \times 3.10^{8}}{2\,537.10^{-10}} = 7{,}83.10^{-19}\ \text{joules}$$

ب) ان الاثارة بالصدمات تحدث ايضاً عندما يزاد الهياج الحراري برفع درجة الحرارة ولكنه ليس بالامكان عندئذ تحديد طاقة التهييج بنفس الضبط . ان الطاقة الحركية الوسطى لجزيء غازي في الدرجة T كلفن هي (٢ ، ١٠–٤) :

$$W_k = \frac{3}{2}\,kT = 2{,}57.10^{-23}T\ \text{joules}$$

ولكي يكون الجزيء قادراً على ان يسبب بالصدم اصدار شعاعة مرئية طول موجتها $0{,}5\,\mu$ ينبغي ان تكون طاقته الحركية :

$$W_k = h\nu \simeq 4.10^{-19}\ \text{joules}$$

وذلك يقابل درجة حرارة قدرها :

$$\text{T} = \frac{4.10^{-9}}{2{,}57.10^{-23}} = 20.000\,°\text{K}.$$

ولكن الجزيئات ليس لها جميعاً نفس الطاقة الحركية في درجة حرارة معينة . وان الحساب الذي يأخذ بعين الاعتبار قانون التوزيع الاحصائي للسرعات (٢ ، ١٢–٥) يسمح لنا بتقدير النسبة ρ للجزيئات التي لها في الدرجة T طاقة حركية قدرها ٤×١٠^-١٩ جولاً على الاقل ، فنجد :

5000	2000	1000	500	: $T°K$
$7,5.10^{-3}$	13.10^{-6}	6.10^{-11}	7.10^{-23}	: م

ففي كتلة من الغاز قدره كيلو مول (٦×١٠^٢٦ جزيئاً) رفعت الى الدرجة ٥٠٠ كلفن لن يكون اذن في فترة الزمن المنقضية وسطياً بين صدمتين سوى ٦×١٠^٢٦×٧×١٠^-٢٢ ≃ ٤٠٠ ٠٠٠ حزيء يمكنها ان تتلقى طاقة كافية لكي تصدر اشعاعاً مرئياً . وهذا العدد الذي هو في ذاته صغير نسبياً ينقص ايضاً بسبب ان عدداً كثيراً من الصدمات يمكن ان تكون مرنة ، بحيث اننا لانحصل في الواقع على اي اصدار ذي قيمة في تلك الدرجة .

في التجارب الشديدة الضبط ، حيث يراد معرفة درجة الحرارة ، يسخن البخار في فرن كهربائي ذي مقاومة (٢٢ ، ٢٠ – ١٤) بعد ان يحدث فيه خلاء. وقد اجريت هذه التجارب حتى قرب الدرجة ٣٠٠٠ كلفن .

١٣ ـ ٥ . ـــ انتاج اطياف الامتصاص :

أ) لدراسة أطياف الامتصاص ، يمكن ان يكون منبع الاشعاع المتواصل في النطاق المرئي ، الذروة الايجابية لقوس الفحم او الذروة السلبية لقوس الزركونيوم ، او شريطاً من التنغستين يسخن بفعل جول (٤ ، ١ – ٦) ؛ وفي نطاق ما تحت الاحمر منابع اخرى متوهجة مثل مصباح اوور Auer ، غلوبار (الفقرة ، ١ – ٨) ، وفي نطاق مـــا فوق البنفسجي انبوب التفريغ في الهدروجين تحت ضغط قدره بضعة مليمترات من الزئبق وتوتر يتراوح بين ٢٠٠٠ و ٣٠٠٠ فولت .

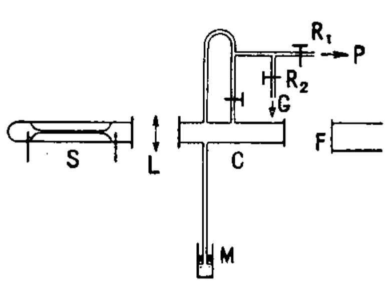
ب) ان الجوامد والسوائل او المواد المنحلة تعطي غالباً بالدرجة العادية مناطق امتصاص متصلة تمتد على مسافة طويلة من اطوال الامواج . ويمكن

للغازات والابخرة ان تعطي اطياف امتصاص مماثلة ، ولكن تعطي ايضاً اطيافاً مؤلفة من خطوط عديدة .

٥- اذا اتخذنا كمنبع ضوئي مصباحاً ذا شعيرة من التنغستين وشكلنا له خيالاً على شق المطياف ، ثم وضعنا امام هذا الشق حوضاً متوزاي الوجهين يحوي على بعض السوائل ، كالمحلولات المائية لكلور الكوبالت او فوق منغنات البوتاسيوم او ملحاً من املاح عنصر النيوديم ، لاحظنا طيفاً من عصائب سوداء .

٥- اذا وضعنا في قعر حوض بعض برايات من النحاس وصببنا فوقها قليلاً من حمض الآزوت المركز ، حدثت ابخرة حمراء مؤلفة من فوق اكسيد الآزوت NO_2 في جو الحوض . ورأينا طيفاً مؤلفاً من عدد كبير من الخطوط (الشكل ١٣ - ١٠ ، اللوحة ٥) .

٥- ان جهاز دراسة طيف امتصاص الغاز في منطقة ما فوق البنفسجي الممثل على الشكل ١٣ - ١١ ، يحوي على مصباح هدروجيني S ، تعطي عدسة الكوارتز L خيالاً للقسم الشعري المنظور من نهايته (اي من ناحية طرفه) على الشق F لمنظار الطيف . والحوض المغلق (مثل S) بنوافذ من الكوارتز ، موصول بمقياس الضغط



الشكل ١٣-١١- جهاز لدراسة اطياف الامتصاص في منطقة ما فوق البنفسجي .

الزئبقي M ، الذي يمكن من معرفة ضغط الغاز . والصنبور R_1 لما كان مفتوحاً فهو يمكن من احداث الخلاء بواسطة مضخة P (مزودة بشرك للتكاثف) . وبعد اغلاق R_1 تسمح الفتحة R_2 بادخال الغاز المحتوى في مستودع . ويحصل بواسطة التصوير على اطياف مهمة . مثلاً الغاز NO_2 (راجع اعلاه) ، و SO_2 ،

الذي تحت ضغط يتراوح بين ٥ و ١٠ مم يعطي منطقتين فيها خطوط امتصاص نحو ٠٫٢٨ مكرون وتحت ٠٫٢٣ مكرون و Cl_2 الذي بالضغط العادي له طيف امتصاص مستمر بين ٠٫٢٩ و ٠٫٤٠ مكرون ، الخ .

٥- ان عمل مقياس الطيف المسجل في الخلاء في ما تحت الاحمر يكشف عن مناطق امتصاص بخار الماء (نحو ٣ و ٦ مكرون) وبلا ماء الفحم (نحو ٤ مكرون و ١٥ مكرون) الموجودين في الهواء الجوي .

١٣ - ٦ . — قانون كيرشوف وقاعدته .

أ) ان قانون كيرشوف (٢ ، ٢٠ -٦) يدل في بعض الحالات على العلاقات بين امتصاص الشعاعات وبين اصدارها في نفس المادة . ونذكر بأنه ينطق كما يلي : يوجد بين اللمعان الطاقي في واحدة طول الموجة $\overset{*}{l}_\lambda$ الذي يختص به جسم ما ، وبين عامل امتصاصه $\overset{*}{\alpha}_\lambda$ بالنسبة الى نفس الشعاعة (في نفس النقطة وفي نفس المنحى) نسبة لا تتعلق الا بدرجة الحرارة :

$$\frac{\overset{*}{l}_\lambda}{\overset{*}{\alpha}_\lambda} = \overset{*}{L}_\lambda \qquad [١٣-١]$$

$\overset{*}{L}_\lambda$ هي اللمعان الطاقي للجسم الاسود في الدرجة $T°$. ولا ينطبق هذا القانون الا على الحالات التي يكون فيها اصدار الضوء ذا أصل حراري صرف ، اي اذا كان المسبب هو اما الصدم بدقائق طاقتها المتوسطة هي طاقة الاضطراب الحراري واما الاشعاع المتوازن في حظيرة عازلة للحرارة . يقال ايضاً أن الاشعاع قد ولد في هذه الحالة بالتوهج ، حتى ولو كان لا يصدر اي شعاع مرئي . يستخرج من الصيغة [١٣-١] عدة استنتاجات :

ب) بما ان $\overset{*}{\alpha}_\lambda \leqslant 1$ و $\overset{*}{l}_\lambda \leqslant \overset{*}{L}_\lambda$. ففي درجة حرارة معينة ، كلما كان

الجسم ماصاً كان اشعاعه اكثر ، وكان هذا الاشعاع يساوي على الاكثر اشعاع الجسم الاسود . وهكذا فان الغازات التي تمتص في منطقة ما تحت الاحمر او حتى في منطقة المرئي ، تعطي بسهولة اشعاعاً حرارياً .

- ٥- يكتشف بسهولة ، بواسطة مقياس الطيف المسجل ، من اجل ما تحت الاحمر ، الاشعاع الذي يصدره فيما نحو ٤ مكرون ، غـاز الفحم الموجود في الهواء الحار فوق لهب مصباح بنزن .

-٥- يبخر قليل من الايود بتسخينه في انبوب اختبار، يدخل في الانبوب حلزون من البلاتين المسخن بفعل جول الى ما يقرب من ٦٠٠ - ٧٠٠ مئوية ، فيرى ضوء برتقالي صادر من الايود يرتفع فوق سلك البلاتين .

عكساً لذلك، ان الغازات التي هي شفافة في المناطق الطيفية السابقة لاتشع عندما تسخن . ان الطاقة الحرارية ليست كافية في درجات الحرارة التي تصل اليها ، لكي تعطي للالكترونات الطاقة الكافية العائدة للامتصاص في نطـاق ما فوق البنفسجي .

ج) اذا كان $l^*_\lambda \neq 0$ و $\alpha^*_\lambda \neq 0$ ، واصدر جسم شعاعة بالتوهج ، فانه يمتصها في نفس الظروف .

هذه النتيجة تتحقق في تجربة **انعكاس الخطوط** .

- ٥ - تعطـي العدسـة L_1 (الشكل ١٣ - ١٢) للمنبع الضوئي S وهو (الفوهـة الموجبة لقوس كهربائية) خيالاً يقع في اللهب الازرق B لمصباح ميكر Mecker . وتشكل العدسة L_2 لـ B خيالاً على الشق F لمطياف .

الشكل ١٣ -- ١٢
تجربة انعكاس الخطوط

وقد روعيت الشروط الهندسية المبنية في منطوق القانون ، فاذا ادخلنا ملحاً

للصوديوم في اللهب B وكانت القوس مطفأة ، رأينا الخطين D مضيئين . واذا اشعلنا القوس بدا الخطان مظلمين على خلفية مضيئة للطيف المستمر : فهما بذلك قد انعكسا[١] .

ان لمعان اللهب[٢] في الدرجة ١٨٠٠ مئوية من اجل الخطين D هو $l_\lambda = \alpha L_\lambda$ ولمعان رأس القوس المشبه بجسم اسود في الدرجة ٣٥٠٠ مئوية هو L'_λ وينقص الى $L'_\lambda(1-\alpha_\lambda)$ بمروره في اللهب . واللمعان الكلي المنظور هـو :

$$\alpha_\lambda L_\lambda + L'_\lambda(1-\alpha_\lambda) = L'_\lambda - \alpha_\lambda(L'_\lambda - L_\lambda)$$

وما دام الخطان قد انعكسا ، فذلك يعني ان هذه الكمية هي اقل من قيمة L'_λ من اجل الشعاعات المجاورة لـ D في طيف القوس ، اذن فان α_λ ليس معدوماً

ان التحقيقات الكمية لقانون كيرشوف مرضية من أجل اللهب الملون بشرط ان تقدر درجات الحرارة بالضبط . وقد اجري التحقيق ايضاً من اجل الأبخرة المسخنة في الفرن الكهربائي (١٣ – ٥) .

---

(١) اذا كان للمطياف قوة فصل كافية لفصل الخطين D ، فان الرؤية سهلة ، واذا كان الطيف المستمر غير تام الصفاء فانه يلزم لبخار الصوديوم كثافة اكبر من المعتاد لكي تنجح التجربة . ويمكن اسقاطها على لوحة موضوعة في F (الشكل ١٣-١٢) بعد استخدام شق مضيء كمنبع ، وذلك بأن نعترض وراء L_2 بموشور ذي رؤية مباشرة ، ولكنه ينبغي حينئذ ان نضع في B قطعة مـن الصوديوم المعدني في بوتقة صغيرة من الحديد ويوضع المصباح **B** في فانوس تجنبا لانارة اللوحة بواسطة اللهب وانتشار دخان الصوديوم في جو الغرفة .

(٢) نذكر بأنه فيما يتعلق بضوء وحيد اللون معين ، يوجـد تناسب بين اللمعانين الطاقيين (l^*_λ أو L^*_λ) وبين اللمعانين الضوئيين (l_λ او L_λ) راجع الفصل الخامس.

د) تتألف الأقسام الخارجية من لهب الحملاج او القوس الكهربائية من ابخرة اقل حرارة واقل كثافة من الأقسام المركزية . فالضوء الذي تصدره هذه الأقسام يُمتص عند اختراقه للغمد الخارجي **وتنعكس** خطوط الأصدار من **تلقاء نفسها** . فيظهر خـــط مظلم في وسطها ، ويبين الشكل ١٣-٨ هذه الظاهرة على خط طيف لهب المغنزيوم (انظر ايضاً الشكل ١٤- ٣٠) .

لقد قيل (الفقرة ١٣ . ١) انه يحصل تلألؤ كلما كان الاشعاع ليس ذا اصل حراري صرف . وفي هذه الحالة لا ينطبق قانون كيرشوف ، ويمكن ان لا يكون لمنحني قوى الاصدار اية علاقة معمنحني الجسم الأسود في نفس الدرجة من الحرارة . فيمكن بهـذه الصورة ان يكون في الدرجة العادية من الحرارة نهاية عظمى للاصدار مبينة بوضوح في القسم المرئي من الطيف ، في حين ان الجسم الأسود لا يعطي اية شعاعة مرئية في تلك الدرجة من الحرارة . ويمكن دوماً ان نقرر ان ثمة تلألؤاً عندما يكون الاشعاع اشد من اشعاع الجسم الأسود بالنسبة الى نفس طول الموجة ونفس درجة الحرارة .

ـ ٥ . ان العصائب فوق البنفسجية التي يصدرها لهب القوس الفحمية هي اشد لمعاناً من المنطقة المقابلة لها في الطيف المستمر الذي تصدره الذروة الموجبة للقوس ، التي هي مـــع ذلك بدرجة اعلى . ذلك لأنه يوجد في اللهب ظواهر اخرى غير التوهج (٦ ، ١٧ – ١٦) .

هـ) هنالك **قاعدة كيفية** لكيرشوف تنطبق حتى على الحالات التي لا يكون الأصدار فيها حرارياً صرفاً . وهي تنطبق كما يلي : عندما يجعل الجسم في ظروف معينة من التهييج ، فانه لا يستطيع ان يصدر سوى الشعاعات التي هو قادر على امتصاصها .

فالهدرجين مثلاً في درجة الحرارة العادية ، هو شفاف في الطيف المرئي ولا يمتص سوى اشعاعات فوق البنفسجية (الفقرة ١٤ ـ ٦ د) ولكن الهدروجين

الذي هو في انبوب غسلر قيد العمل يصدر خطوطاً مرئية (الفقرة ١٣–٣) ففي هذه الشروط هو يمتصها ايضاً .

–٥– يؤخذ انبوب تفريغ حاوٍ على الهدروجين بضغط ٦ الى ٧ مم من الزئبق ويهيج بتوتر مرتفع . فاذا نظرنا اليه باتجاه طوله بدا الضوء الصادر منه ازرق شاحباً ، واذا نظر اليه عرضانياً بدا زهري اللون . وسبب ذلك ان عمود الغاز الطويل المتلألىء ، الذي يخترقه الضوء في الحالة الأولى يمتص بشدة الخط الأحمر H_α ، في حين ان هذا الامتصاص ضعيف في الحالة الثانية من النظر .

١٣ ـ ١٧ . — التهييج الضوئي . الفلورة والفصفرة :

يمكن احداث تهييج الاشعاع بواسطة الحقل الكهربائي لموجة ضوئية . فتشاهد حينئذ سلسلة من الظواهر تبدو الفروق بينها لدى الدراسة المفصلة .

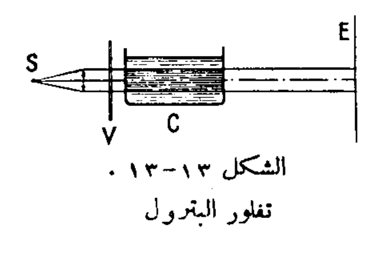
أ) اذا كانت المادة لا تمتص الموجة الضوئية ، فان قسماً بسيطاً من التدفق الوارد الذي يخترقها يرتد في مناحٍ مختلفة عن منحى الانتشار الاصلي . وذلك هو **الانتشار الجزيئي** للضوء الذي يدرس في الفصل العاشر . واذا كانت الموجة الواردة وحيدة اللون أبان التحليل الطيفي للضوء المنتثر ان هذا الضوء يحتوي على شعاعات لها تواتر الضوء المهيج (الانتشار بدون تغير في التواتر او فعل رايلي) (الفقرة ١٠ – ٧) وشعاعات ذوات شدة اضعف من ذلك وتواترات تتعلق بالتركيب الكيمياوي للوسط (انتثار مع تغير في التواتر او فعل رامان Raman) (الفقرة ١٥ – ١) .

ب) اذا امتصت الموجة الواردة من قبل المادة قبل اعادة اصدار الضوء فان الحادث هو ظواهر **الفلورة والفصفرة** ، المجموعة تحت اسم **التلألؤ الضوئي** ،

وسنرى في الفقرة ١٦-٧ اسس التمييز بين التفلور والتفصفر . ولنقل الآن فقط ان التفصفر لا يشاهد الا في الجوامد .

٥- تدخل بعض بلورات الايود في دورق ثم يحدث فيه خلاء جيد بواسطة مضخة ذات شفرات (اجنحة) ويغلق . عندما يضاء البخار اضاءة جانبية بواسطة الشعاعة الخضراء لقوس بخار الزئبق ، الذي تمتصه الابخرة ، يرى عند النظر العمودي على منحى الحزمة الواردة ، ضوء برتقالي . يتألف طيف ضوء التفلور هذا من سلسلة خطوط واذا اريد زيادة في العناية بهذه الدراسة تحتجز الابخرة في انبوب شبيه بأنبوب الشكل ١٠-١٢ .

٥- تظهر خاصة التلألؤ الضوئي في كثير من الاجسام عندما تعرض لاشعاع مصباح بخار الزئبق مصنوع من الكوارتز قد اخترق صفيحة من الزجاج الحاوي على النكل . فهذه الصفيحة توقف تقريباً كامل الضوء المرئي ولكنها تترك المجال لبداية ما فوق البنفسجي، فالاجسام المتفلورة والمتفصفرة تصدر فيهذه الشروط ضوءاً مرئياً له في بعض الاحيان تلوينات جميلة .



الشكل ١٣-١٣ .
تفلور البترول

٥- نوسل حزمة من الاشعة المتوازية تقريباً ، صادرة من قوس كهربائية عادية S ، عبر حوض زجاجي C (الشكل ١٣-١٣) يحتوي على النفط . ويمكن ان نعترض بين الفانوس والحوض بصفيحة من الزجاج ذي النكل V . فنرى ان النفط الذي على طريق الاشعة التي تخترق الزجاج يصدر ضوءاً أزرق بنفسجياً . واذا كان الحوض حاوياً على محلول الفلورسئين حصلنا على تفلور اخضر . ويوجد في البيع اوراق مطلية بأنواع ملونة من الطلاء ، شديدة التفلور .

بعض الأجسام المتفلورة او المتفصفرة هي اجسام صافية ، ولكن كثيراً

منها ايضاً هي مزائج من اجسام لو أخــذ كل منها بمفرده لكان غير متفلور . وسنعود الى هذا الموضوع في الفقرة ١٦-٧ .

هنالك تمييز بين الفلورة والفصفرة له مغزى تجريبي بسيط مبني على مدى دوام اصدار الضوء بعد ان يكون الاشعاع المهيج قــد وقف . ففي الفحص الاول يبدو ان اصدار الابخرة او السوائل ينقطع متى انقطع عنها الضوء : فهذا هو **التفلور** .

- ٥- ذلك هو شأن بخــار الأيود والنفط في تجربة الشكل ١٣ - ١٣ والفلئورين (التي اشتق منها اسم الظاهرة) ومحـاليل الفليورسئين وكبريتات الكنين والأسنان والشعر ، الخ ...

خلافاً لذلك ، ان الاصدار يثابر في بعض الجوامد ويدوم في بعض الأحيان ساعات بعد ان يكون الضوء المهيج قد انقطع ، فذلك هو التفصفر .

- ٥- ذلك هو شـأن الكبارت القلوية والقلوية – الترابية ، وكبريت التوتياء و « دهان بالامان Balamain » الذي اساسه كبريت الكالسيوم ، الخ.

ان التمييز السابق ، الذي هو واضح جداً في اكثر احيانه ، يتلاشى عندما تعدل شروط التجريب . وان مدة اصدار الجسم المتفلور الذي هو بحالة محلول ، يمكن ان تطول الى حد ان يعتبر متفصفراً ، عندما تزداد لزوجة السائل المذيب.

ومن جهة ثانية ، عندما يُسعى في تحديد امد اصدار التفلور يتبين انــه بالرغم من قصره فأنه يتفاوت بنسب هامة . وان كاشفالتفصفر لبكريل Becquerel يسمح بقياس المدات القصيرة التي تهبط الى $١٠^{-٤}$ ثا . يتألف هذا الـكاشف (الشكل ١٣ - ١٤) من قرصين قــد احدث فيهما فتحات متساوية ، ولكنهما متناوبة ويدوران معاً حول محورهما .

الشكل ١٣ - ١٤
كاشف الفصفرة لبكريل

توضع المادة التي يراد درسها ، بشكل طبقة رقيقة الى حد تصبح معه شفافة ، بين القرصين وتضاء من خلال فتحات احدهما . وتراقب من فتحات القرص الآخر . فينقضي زمن قدره $t = \frac{1}{2Nn}$ بين مرور المادة امام فتحة اضاءة وفتحة المراقبة التي تليها . على ان نرمز بـ n لعدد فتحات القرص و N لتواتر الدوران .

يمكن ملاحظة مدات للاصدار اكبر من ١٠⁻⁶ ثا ، بواسطة اضاءة شريحة من نافورة سائلة . تدور بسرعة كبيرة ومراقبة الشريحة التي بعدها . ويمكن أخيراً انارة المادة من خلال خلية كر K_1 : Kerr (الفقرة ١١-١٦) ومراقبة النور الذي يعاد اصداره من خلال خلية ثانية K_2 ، فالخليتان K_1 و K_2 المغذاتان بنفس التوتر الذي تواتره f ، تفسحان المجال لمرور النور على احسن وجه في فترات تفصل بينها الفاصلة الزمنية $t = \frac{1}{2f}$ فيرى ضوء اذن اذا دام التفلور مدة تساوي على الأقل $t - \tau$ ، على ان يرمز بـ τ الى الزمن الذي يستغرقه الضوء للانتقال من K_1 الى K_2 بواسطة المادة المتفلورة . وقد امكن بهذه الوسيلة قياس ازمنة تقارب ١٠⁻⁸ الى ١٠⁻⁹ ثانية .

واذا كانت مدة الاصدار قصيرة جداً ، فانه يمكن قياس تناقص الشدة I لضوء التفلور بدلالة الزمن t . فنحصل في غالب الأحيان على قانون اسّي .

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right) \qquad [١٣ ، ٢]$$

وان « ثابتة الزمن » θ هي التي تحدد بدقة الأمد المتوسط للأصدار .

ج) ان التفلور او (التفصفر) يرافقه دوماً امتصاص للضوء المهيّج ، لأن هذا الاخير هو الذي يعطي الطاقة التي تصدر بشكل آخر .

٥ - في التجربة التي تبين تفلور البترول ، يلاحظ ان الضوء الذي يصدره

السائل يضعف عندما نبتعد عن وجه الدخول للحوض : ان الشعاعات المهيجة تختفي تدريجياً كلما تقدمت الحزمة الواردة اكثر فاكثر في داخل السائل . واذا استعملنا ضوء القوس مباشرة بدون اعتراض زجاج النكل ، رأينا على الحاجز E الموضوع بعد الحوض ، بقعة صفراء تمثل الضوء المتمم للاشعاعات المهيجة التي اختفت .

–٥– نعود الى تجربة الشكل ١٣-١٣ ونملأ الحوض بمحلول حمضي لكبريتات الكينين فيعطينا فلورة زرقاء ، واذا وضعنا امام الزجاج V حوضاً يحوي على نفس المحلول رأينا فلورة الحوض تزول .

–٥– نسقط طيف القوس على شاشة وننقل على طول الطيف مكعباً سميكاً من الزجاج الحاوي على اكسيد الأورانيوم ، فلا يولد ظلاً ويبدو عديم اللون كالزجاج العادي في الأحمر والبرتقالي والأصفر . ويصدر في البنفسجي ضوءاً اخضر يعطي علامات التفلور ويحدث في الوقت نفسه ظلاً اسود على الشاشة .

نؤكد على كون قانون كيرشوف غير قابل للتطبيق على هذه الظاهرات .

د) ان التركيب الطيفي لضوء التفلور او التفصفر هو شيء مميز للمادة وليست هنالك علاقة بسيطة بين طول الموجة λ_0 للضوء المهيّج وبين اطوال الموجات λ_0 لشعاعات العصابة المصدرة .

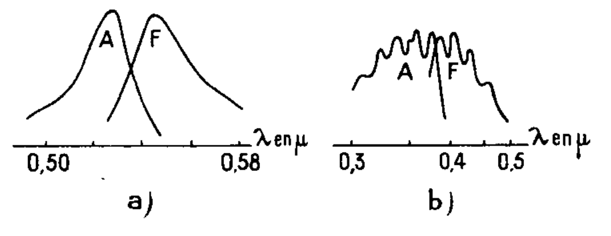
ينتج من قانون وضعه ستوكس Stokes ان اطوال الموجات λ ينبغي ان تكون جميعها اكبر من λ_0 والواقع ان الامر هو كذلك في كثير من الأحوال .

–٥– في التجربة الشكل ١٣ – ١٣ يصدر البترول ضوءاً ازرق بنفسجياً ، بينما كان الضوء المهيج النافذ من الزجاج النكلي يعود الى بداية ما فوق البنفسجي كذلك ، ان الكبارت القلوية والقلوية الترابية والفلئورين ، الخ ... تصدر

ضوءاً مرئياً عندما يتهيج بالضوء فوق البنفسجي ، وتستخدم هذه الخاصة احياناً في دراسة ما فوق البنفسجي .

- ٥ - تصدر نفس اللوحة ضوءاً اخضر بتأثير الأشعة السينية التي اطوال امواجها هي اقصر من امواج الأخضر . تستخدم هذه الخاصة في تطبيقات الأشعة السينية .

ان قانون ستوكس هو في الواقع غير صحيح احياناً : ان طيف التفلور يحتوي غالباً على شعاعات ذات طول موجة λ اصغر من طول الموجة λ_0 للضوء المهيج . غير ان القيمة العظمى للامتصاص بالنسبة الى الشعاعات التي تهيج التفلور او التفصفر لها دوماً طول موجة اصغر من طول موجة ذروة الاصدار ، وهذا ما تبينه امثلة الشكل ١٣-١٥ .



الشكل ١٣-١٥ . - امثلة لمفعولات قانون ستوكس
a) الفلئورسئين في الماء b) الانتراسين في الديوكسان
A = طيف الامتصاص F = طيف التفلور

واخيراً ، ان القياسات الفوتومترية التي أجريت على الضوء الممتص والمصور تبين انه في ظروف الملاحظة المعطاة ، كانت شدة التفلور متناسبة مع شدة الشعاعة المهيجة . ويطلق اسم مردود التفلور على النسبة بين الطاقة التي يعاد اصدارها والطاقة الممتصة .

هـ) يمكن لبعض الغازات والابخرة الوحيدة الذرة ان يكون لها تفلور خاص ، يكون فيه للضوء الممتص وللضوء المصدر نفس التواتر .

- ٥ - في التجربة السابقة على بخار الصوديوم(وينبغي ان يكون هذه المرة نقياً جداً للسبب الذي سنراه في الفقرة ١٤-٦ د) .يضاء بضوء الصوديوم الانبوب المرفوع الى درجة من الحرارة في حدود ١١٠ – ١٢٠ مئوية . ويكون ضغط البخار من رتبة ١ مم من الزئبق . فتلاحظ آثار الحزمة صفراء ضعيفة : فهي تصدر الخطين D .

والذي يميز في هذه الحالة الفلورة عن انتشار رايـلي هو شدتها التي هي اعظم بكثير . فلو استبدلنا بنبع الصوديوم منبعاً للضوء الابيض لرأينا عملياً الخطين D وحدهما . فهذا التفلور الخاص يسمى **التجاوب الضوئي** لانه يذكرنا بظاهرة التجاوب (الطنين) للاهتزازات الميكانيكية (٣ ، ٤ – ٤) .

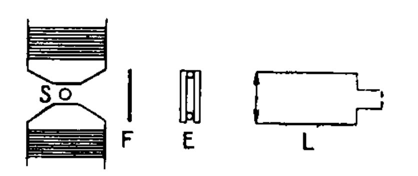
واذا استعنا بتركيبة فيها خلايا كر (الفقرة ١٣ – ٧ ب) امكننا ان نبين ان التجاوب الضوئي يختفي تدريجيـاً ، مثل كل التفلورات . والازمنة θ هي في حدود ١٠^-٨ ثانية .

١٣ ـ ٨ — تحلل الخطوط الطيفية .

هنـــاك بعض الاسباب اذا اثرت في منبـع للشعاعات او في جسم ممتص ، يمكنها ان تعدل تعديلاً خفيفاً جداً اطوال الموجة المصدرة او الممتصة .

أ) اذا أُخضع غاز لحقل تحريض مغناطيسي شديد ، استبدل بكل خط من خطوطه الطيفية عدة خطوط : وهذا ما يسمى بفعل زيمان Zeeman . وسنرى فيما بعد ان تغير طول موجة الخطوط ضعيف جـداً على الدوام ـ اذ يبلغ جزءاً من الانغستروم ـ بحيث انه لايمكن ملاحظته في مطياف ذي موشور . ولتبيينه بواسطة مغناطيس كهربائي عادي ، يعطي تحريضاً في حدوده ١ فيبر/م٢ ، لابد من جهاز طيفي ذي قوة فصل عالية .

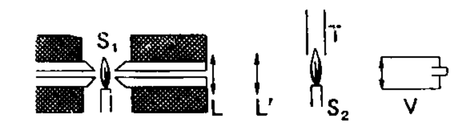
-٥- يتألف المنبع S (الشكل ١٣ - ١٦) من مصباح لبخار الكادميوم (من النوع الذي في الشكل ١٢ - ١٤، وقد رفعت عنه الحبابـــة الزجاجية لتخفف حجمه) يجعل هذا المنبع في الفاصل الهوائي لمغناطيس كهربائي صغير قادر على ان يعطي حقل تحريض قدره: ٥و٠ فيبر/م٢ . فالضوء الصادر



الشكل ١٣ - ١٦
ملاحظة فعل زيمان

عمودياً على خطوط الحقل ، والذي لا تمكن المرشحة F ان يمر منه سوى الشعاعة الحمراء ٦٤٣٨ انغستروم ، يسقط على معيار تداخلي تجاري E لفابري وبيرو Fabry - Perot (٤ ، ١٣ - ٥) سمكه قرابة ٥ مم . وتلاحظ الحلقات المتشكلة في اللانهاية بواسطة النظارة L . إن إحداث الحقل يقسم كل حلقة إلى ثلاث ، وإذا نُظر إلى المنبع في استقامة خطوط الحقل عبر القطعتين القطبيتين المثقوبتين (راجع الشكل ١٢ - ٢٩) تضاعفت كل حلقة .

بالاستعانة بظاهرة انعكاس الخطوط (الفقرة ١٣ - ٦) يمكن توضيح وجود فعل زيمان من الوجهة الكيفية بدون مطياف (كوتون Cotton) .



الشكل ١٣ - ١٧ . - تبيان فعل زيمان بدون مطياف

-٥- يكون اللهب S_1 لمصباح بنزن بالصوديوم (الشكل ١٣ - ١٧) ولكي يصدر خطين رفيعين ينبغي ان يكون قليل التحميل بالصوديوم (ويمكن الوصول الى هذه النتيجة بأن نحرق سلفاً قطعة من الصوديوم في قاعة التجربة ، او أيضاً بأن ندخل في اللهب سلكاً من البلاتين يحمل كرية من الزجاج المصهور قطرها جزء من المتر) . يجعل المنبع S_1 بين قطبي مغناطيس كهربائي قطعتاه

القطبيتان مثقوبتان بحيث تمكنان من الرؤية في اتجاه خطوط الحقل . وتسقط العدسة L' خيال العدسة L المضاءة اضاءة منتظمة بواسطة S_1 على اللهب S_2 لمصباح كحولي اغنى بالصوديوم من S_1 ، وفوق S_2 انبوب زجاجي (زجاج مصباح) يجعل اللهب يرتفع بانتظام . يحكم المنظار V على S_2 فيبين ان حوافي هذا اللهب تبرز مظلمة فوق سطح خيال L (الشكل ١٣–١٨ اللوحة ٥) ذلك لأن غمد بخار الصوديوم البارد الذي يحيط بـ S_2 يمتص الخطين D . وعندما يهيج المغناطيس الكهربائي (يكفي حقل شدة تحريضه ٥و٠ فيبر / م٢) تختفي الحافة السوداء : لأن لهب S_1 يصدر عندئذ شعاعات ذات تواتر معدل قليلاً لا يعود لهب S_2 ممتصاً لها .

ب) ان بعض الخطوط الطيفية (الخط H_α ، الخط الاصفر ٥٧٩٠ A^0 للزئبق) تبين كما يبين الخط الاحمر للكادميوم ابسط أنواع التحليل بفعل زيمان المعروف تحت اسم **الثلاثية النظامية** . ان الاشعاع الصادر عمودياً على خطوط التحريض(الشكل ١٣–١٩ b) يتألف من ثلاثة خطوط : احدها له نفس العدد الموجي الذي للخط الصادر في غياب الحقل (الشكل ١٣ – ١٩ a) والآخران يفترقان عنه بالمقدار $\pm \Delta\sigma$. وهذه الخطوط الثلاثة مستقطبة استقطاباً مستقيماً كما يلاحظ لدى اعتراض فلم مقطب امام المنظار في تجربة الشكل ١٣–١٦ . وان اهتزازة الخط الاوسط موازية لـ B(ويسمى بالمركبة π للثلاثية)واهتزازتا الخطين الآخرين هما عموديتان على B (ويسميان بالمركبتين σ) ويتألف الاشعاع الصادر في منحى خطوط التحريض من الخطين σ لغياب الخط π (الشكل ١٣– ١٩ c) . وهذان الخطان هما مستقطبان دورانياً وصاحب التواتر الأعلى بينهما له جهة التيــــار الذي يولد التحريض

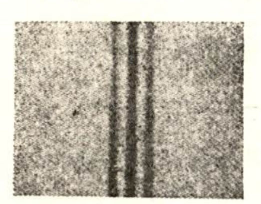
الشكل ١٣–١٩–.
ثلاثية زيمان النظامية

(راجع الشكل ١٢ –٣٢)[1].

يرتبط الابتعاد $\Delta\sigma$ بالتحريض B بالعلاقة :

$$\Delta\sigma = \frac{eB}{4\pi m_0 c} = 0{,}467\, B\ \mathrm{cm}^{-1} \qquad [١٣ ، ٣]$$

(حيث B مقدرة بالفيبر/م٢) وتمثل c سرعة الضوء و e شحنة الالكترون و m_0 كتلته (الفقرة ١٤–١٠) والفرق $\Delta\lambda$ الذي يقابله لا يتجاوز في النطاق المرئي بضعة اعشار الانغشتروم من اجل اشد قيم التحريض المطبقة .

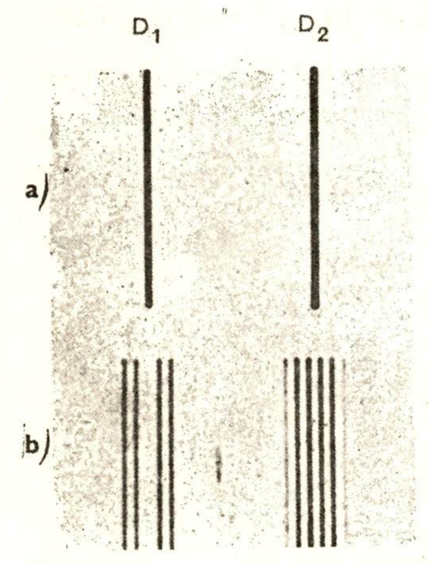


الشكل ١٣ –٢٠
فعل زيمان في الخط $H_\alpha(N)$ في حقل تحريض شدته ٣,٥ فبر /م٢

يبين لنا الشكل ١٣ – ٢٠ تحلل الخط H .

ان مجموع شدات مركبات زيمان يساوي شدة الخط غير المحلل .

يكون التحليل الملحوظ في اكثر الأحيان اكثر تعقيداً مما في المثال السابق وتبين لنا الصورة ١٣ ـ ٢١ مثلاً، تأثير حقل مغناطيسي في الخطين الاصفرين للصوديوم ، منظوراً اليهما في استقامة خطوط الحقل . فالخط D_1 يعطي أربع مركبات والخط D_2 ستاً . وفي الحالات المشابهة لهذه يقال ان فعل زيمان شاذ (ولو ان هذه الحالات كانت أكثر وقوعاً) .



الشكل ١٣ ـ ٢١ ـ فعل زيمان في خطي الصوديوم N. q) بدون حقل b) بحقل.

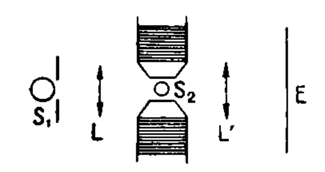
(١) نلاحظ ان فعل زيمان يهيء لنا وسيلة مختلفة عن الوسائل المدروسة في الفصل السابع من اجل توليد الضوء المستقطب : فالفعل هنا لا يقع على الحزمة الضوئية وانما يقع على المنبع .

تلاحظ الظاهرة بواسطة تركيبة الشكل ١٣ ـ ١٦ بعد ان يستبدل بمصباح الزئبق مصباح الصوديوم .

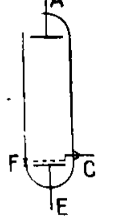
على انه لدى ازدياد شدة الحقل المغناطيسي يشاهد اختفاء تدريجي لبعض المركبات وعندما يصبح الحقل على قدر كاف من الشدة تندمج بعض الخطوط في بعضها (عدة وحدات من الفيبر/م٢) ولا تبقى سوى الثلاثية النظامية ، وهذا هو فعل باشن ـ باك Paschen - Back :

ج) ينطبق فعل زيمان على خطوط الامتصاص أيضاً .

ـ ٥ـ هنالك نوع آخر لتجربة الشكل ١٣ ـ١٧ يقوم على وضع اللهب الماص S_2 (الشكل ١٣ ـ ٢٢) في الحقل المغناطيسي ، وينبغي ان يكون محتواه من الصوديوم قليلاً . يشكل في هذا اللهب خيال مصغر لمصباح ذي بخار الصوديوم S_1 موضوع خارج الحقل وتسقط النتيجة على لوحة E . فعندما يهيج المغناطيس الكهربائي تزيد الاستنارة على اللوحة لأن الشعاعات التي يصدرها S_1 لا تعود ممتصة من قبل S_2 .



الشكل ١٣ - ٢٢ . ـ فعل زيمان على خطوط الامتصاص



الشكل ١٣ـ٢٣ - . جهاز لدراسة فعل شتارك

سيعطى تفسير لهذه الظواهر في الفقرتين ١٤ ـ ١٠ و ١٢ : وسنرى الاهمية النظرية الكبرى لفعل زيمان .

د) ان تأثير الحقل الكهربائي الراكد في منبع للشعاعات يجرّ هو ايضاً تحليل الخطوط الطيفية ، ويسمى ذلك بفعل شتارك Stark . ويمكن دراسته بالكيفية الآتية : ان المهبط C لأنبوب تفريغ (الشكل ١٣ـ ٢٣) ، الذي احدثت فيه

عدة ثقوب عرضها ١ مم يسمح بمرور الاشعة الموجبة (١٧،٦ - ٢٣) . تعرّض هذه الاشعة لحقل كهربائي مولد بين C وبين مسرىً مساعد E . والبعد CE صغير (في حدود ١ مم) بحيث لا يستطيع التفريغ ان يحصل في ضغط غاز الانبوب (قانون باشن الجزء ٦ ، الفقرة ١٧ - ١٨) . وهكذا امكن اخضاع الايونات الموجبة الى حقول تبلغ ١٠^٨ فولت/م ، فالاشعاع الصادر والخارج من النافذة F يدرس بواسطة مطياف ذي قوة فصل كبيرة . وقد اكتشف الفعل على الهيدروجين حيث تباعد الخطوط هو كبير خاصة .

ان تحلل الخطوط الطيفية بفعل ستارك هو اكثر تعقيداً منه بفعل زيمان، وستدرس نظرية هذا الفعل في الفقرة ١٤ - ١٠ .

يلاحظ مثلاً انه في خط من مجموعة بالمر Balmer العائدة للهدروجين (الفقرة ١٤ - ١) قد استبدل بالخط الاصلي مجموع مركبات (الشكل ١٣ - ٢٤ اللوحة ٥) وعددها يكون اكبر بقدر ما يكون تواتر الخط اعظم .

وهذه المركبات متساوية الابعاد في سلم التواتر . وعندما ينظر اليها في استقامة عمودية على الحقل (الشكل ١٣-٢٥ b) تكون مستقطبة استقطاباً مستقيماً ، بعضها يهتز عمودياً على الحقل وبعضها الآخر يهتز موازياً له . واذا نظر اليها في استقامة الحقل لايعود يُرى سوى هذه الاخيرة ولا تكون مستقطبة . (الشكل ١٣-٢٥ c) .

الشكل ١٣ - ٢٥ . التحلل المبسط لخط طيفي بفعل شتارك

واذا استعين بحقول كهربائية في حدود ١٠^٦ ف/م امكن ان يبلغ انفصال المركبات عدة وحدات انغستروم ، فهو اذن اكبر بكثير مما يشاهد في ظاهرة زيمان .

١٣ ـ ٩ . ـــ انتقال الخطوط الطيفية :

اذا كان المنبع الضوئي S والشخص الناظر اليه O يبتعدان عن بعضهما وكانت v_r تمثل المركبة في الاستقامة SO لسرعة الابتعاد و c سرعة الضوء ، فان التواتر الملحوظ ν' يختلف عن التواتر ν للمنبع . وهذه الظاهرة المسماة بفعل دوبلر - فيزو Doppler-Fizeau تبدو لاول وهلة كانها تعميم على الضوء لظاهرة دوبلر الملحوظة في الصوت(٣،٧ - ١٧)فاذا ابتعد الشخص الملاحظ عن المنبع ، فان الصيغة [٢٩،٧] من الجزء ٣ تعطي :

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{c - v_r}{c} = 1 - \frac{v_r}{c} \qquad [١٣،٤]$$

فاذا كان المنبع هو الذي يبتعد ، تعطينا الصيغة [٧-٢٧] من الجزء ٣ :

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{c}{c+v_r} \simeq 1 - \frac{v_r}{c} \qquad [١٣،٥]$$

(والسرعة الشعاعية v_r هي دوماً أصغر من c في الضوء) وسنرى في الفصل ١٨-٦ ان الصيغتين المتماثلتين [١٣، ٤] و [١٣ ، ٥] ينبغي ان تستنتجا في الضوء من محاكمة نسبوية وانها لا تؤلفان الا حساباً تقريباً اولياً . واذا كتبنا $\sigma = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda}$ و $\sigma' = \frac{\nu'}{c} = \frac{1}{\lambda'}$ تعطينا الصيغتان المتقدمتان :

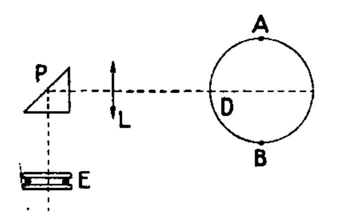
$$\frac{\sigma' - \sigma}{\sigma} = \frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{v_r}{c}$$

و

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = -\frac{v_r}{c}$$

فاذا كانت $\lambda = 6000$ Å و $v_r = 50$ m/s ، فان $\Delta\lambda = -10^{-3}$Å .

– ٥ – تجربة فابري . – يضاء قرص من الورق الابيض D (قطره ١٦ مم) بضوء وحيد اللون كثير الصفاء (الشعاعة الخضراء لمصباح بخار الزئبق بضغط خفيف ، وهو غير ممثل في (الشكل ١٣ - ٢٦) فاذا نظر الى القرص في استقامة قليلة الميل على مستوي D ، بدا القرص كقطع ناقص كثير التسطح . والضوء المنتثر في هـذه الاستقامة مرسل من الموشور P ذي الانعكاس الكلي على مقيـــاس التداخل لبيرو وفابري (٤ ، ١٣ – ٥) وبعـد ان يجعل البعد بين صفيحتي هـذا المقياس ٦٥ مم ويدور القرص بسرعة كبيرة (٢٠٠ دورة في الثانية) ، يدار P قليلاً بحيث يمكن استخدام اما الضوء المنثور من قبل المنطقة A من D (التي تقترب من الجهـاز) او الذي تنثره B (التي تبتعد عنه) فيلاحظ انتقال في الحلقات المنظورة بحدود سدس هدب يقابله انتقال نسبي لطول الموجة في حدود ٧×١٠^-٧ .



الشكل ١٣–٢٦ تجربة فابري على ظاهرة دوبلر – فيزو

يظهر فعل دوبلر بشكل أحسن من ذلك ايضاً في الدراسات الطيفية الفلكية (الفقرة ١٧ – ٩) وهنالك احياناً سبب آخر لانتقال ضعيف للخطوط الطيفية (فعل اينشتاين ، الفقرة (١٨–١٧) .

١٣ - ١٠ . – اسباب عرض الخطوط :

هـذه الاسباب عديدة . احدها يطرأ على الذرات نفسها باعتبارها الشخصي وذلك هو **العرض الطبيعي** وسبب آخر يرتبط بتوزع سرعات الانتقال (الانزياح) في جملة ذرات حتى ولو كان بلا تأثير متبادل ، مثلما هو الآمر في الغاز الكامل : وهو فعل دوبلر – فيزو . وهنالك اخيراً اسباب اخرى ناجمة من الافعال المتبادلة للذرات : **الاصطدامات وافعال الحقل** .

١) **العرض الطبيعي.** في النظرية الكلاسية التي تنظر الى الذرات كأنما هي هزازات او طنانات ، يجر تخامد الاهتزازات شيئاً من العرض على الخطوط الممتصة او المصدرة .

وفيما يتعلق بخطوط الامتصاص ، قد رأينا (الفقرة ٩ - ١٢) ان نصف العرض يساوي العامل k'' لحد التخامد المتناسب مع السرعة في معادلة الحركة . وبالنسبة الى خطوط الاصدار، تؤدي النظرية الكلاسية الى النتيجة عينها .

ان الهزازة الكلاسية هي ، في الواقع متخامدة لأنها تضيع الطاقة الميكانيكية المتحولة الى طاقة اشعاعية. لتقدير قوة التخامد F التي تنتج من ذلك ، وبما ان الطاقة التي تضيع هكذا خلال دورة هي صغيرة جداً ، فلنكتب بأن عمل هذه القوة خلال دورة يساوي تضييع الطاقة بالاشعاع :

$$\int_0^T F ds = \int_0 p dt$$

بفرض p الاستطاعة المشعة الانية المعطاة بالعلاقة $p = \frac{q^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3}\left(\frac{d^2s}{dt^2}\right)^2$ ،وهي متناسبة مع مربع التسارع . فينتج من ذلك ان القوة F هي متناسبة مع السرعة ، لانه يمكن كتابة الصيغة السابقة :

$$\int F \frac{ds}{dt} dt = \int p dt$$

ومنه :

$$F \frac{ds}{dt} = p = A\left(\frac{d^2s}{dt^2}\right)^2$$

مع :

$$A = \frac{q^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3}$$

ومن جهة ثانية لدينا المطابقة الاتية من اجل هزازة شبه جيبية :

$$\left(\frac{d^2s}{dt^2}\right)^2 = \omega_0^4 s^2 = \left(\frac{d^3s}{dt^3}\right)\left(\frac{ds}{dt}\right)$$

ومنه :

$$F = A \frac{d^2 s}{dt^2} = A\, \omega_0^2 \frac{ds}{dt}$$

فعامل القوة المخمدة يكون إذن :

$$mk' = \frac{q^2\, \omega_0^2}{6\, \pi \varepsilon_0\, c^3}$$

ونصف العرض هو k'' بالنبض ، اي بطول الموجة ؛ ومنه بما أن $\lambda = 2\pi c/\omega$:

$$\frac{\Delta\lambda}{2} = \frac{2\pi\, e\, k''}{\omega_0^2} = \frac{\lambda_0^2\, k''}{2\pi e} \qquad [١٣،٥]$$

أو :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2} = \frac{k''}{\pi c} \qquad [١٣،٦]$$

يلاحظ (٣،٤٣-٤) ان $\frac{k'}{2\pi}$ تمثل مقلوب الزمن الذي تنقص السعة في نهايته الى $\frac{1}{e}$ من قيمتها الاصلية (e = اساس اللوغاريتم الطبيعي) ، فإذا قبلنا أن هذا الزمن يميز مدة قطار الامواج ، فطوله يكون $L = \frac{c}{k''}$ ،والعلاقة[١٣،٦] تعود الى العلاقة [٤،٢٢] .

ومن اجل الالكترون ، تعطي الصيغة [١٣،٦] :

$$\Delta\lambda = 1{,}1 . 10^{-14} \text{m} \; (1{,}10.^{-4} \text{Å})$$

وهي قيمة أخفض بكثير مما يمكن قياسه بالطرق العادية. ان شكل منحني الشدة المسمى المنظر الجانبي للخط هو ممثل بالشكل ١٣ - ٢٧ .

يعطي ميكانيك الكم عن العرض الطبيعي تفسيراً مخالفاً سيدرس في الفقرة ١٤-٧ .

ب) فعل دوبلر ـ فيزو . قد درس في الفقرة ١٣ ـ ٩ .

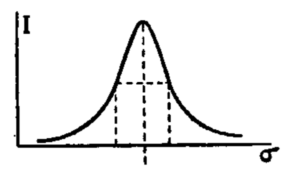
ان الذرات والجزيئات لها سرعات متجهة في جميع الاتجاهات ، وقيمها موزعة حول قيمة وسطى (٢ ، الفقرة ١٢،٥) :

$$\bar{u} = 0{,}92 \sqrt{\frac{3\,RT}{M}}$$

ونحصل على قيمة تقريبية لعرض خط من الخطوط اذا قبلنا بأن الذرات تبتعد عن الملاحظ او تقترب منه بالسرعة الوحيدة $\bar{u}$ ، وفي هذه الفرضية يصبح العرض ، وفقاً لـ [١٣،٥] .

$$\Delta \lambda = 2\,\lambda\,\frac{\bar{u}}{c}$$

من اجل الخطين D للصوديوم ، في الدرجة $T = 500\,°K$ يبلغ العرض المحسوب $0{,}02\,\text{Å}$ اي انه أكبر بـ ٢٠٠ مرة من العرض «الطبيعي» . وهيئة المنحني هي كما في الشكل ١٣–٢٧ .



الشكل ١٣–٢٧ – المنظر الجانبي للخط الطيفي : العرض الخاص .

ج) **الافعال المتبادلة للذرات** . من السهل ادراك ميكانيكية التخامد الطارىء على الاصدار بالصدمات المتبادلة للذرات : ان كل صدمة تغير طور الهزازة وسعتها وتقطع قطار الامواج الذي تصدره الهزازة ، وان الامد المتوسط لقطار الامواج يساوي اذن الفاصل الزمني الذي ينقضي وسطياً بين صدمتين ، اي الى المدة τ للمسير الحر المتوسط (١١،٢ ـ ٤) ومن العلاقة بين طول قطارات الامواج وعرض الخط ، يرى ان هذا العرض سيكون في حدود $\frac{1}{\tau}$ مقدراً بالتواتر ، وهذا يحقق صحة الحساب .

ان التخامد بالصدمات يتغير مع ضغط الغاز ، مثل المسير الحر المتوسط ،

فاذا كان الضغط في حدود المليمتر من الزئبق ، فان زيادة العرض الناجمة عن ذلك صغيرة ازاء الزيادة التي يحدثها فعل دوبلر .

في الدرجة والضغط العاديين يكون للفعلين قدران متقاربان في منطقة الضوء المرئي .

يبين الشكل ١٣ – ٢٨ تأثير ضغط البخار المشبع للزئبق في عرض الخط ٢٥٣٧ انغستروم في حالة الامتصاص .

–٥– يمكن بيان تأثير الضغط في زيادة عرض خطوط الطيف بالتجربة الآتية : يضاء مقياس التداخل لميكلسن ، المنظم لاعطاء حلقات تساوي الميل (١٣٠٤ – ٣) بالشعاعة الخضراء لمصباح بخار الزئبق بضغط متوسط . ومتى بلغ المصباح نظام عمله الطبيعي يزاد فرق المسير ، بتنقيل المرآة المتحركة حتى تتشوش الحلقات بنتيجة عرض الخط (الفقرة ٤ – ١٦). ثم يطفأ المصباح ويترك يبرد ثم يعاد اشعاله ، فيلاحظ خلال اللحظات الاولى حلقات ذات تباين جيد لان ضغط بخار الزئبق لا يزال بعد اضعف منه لدى العمل النظامي .

λ 2537 Å

215°C
236
250
275
360

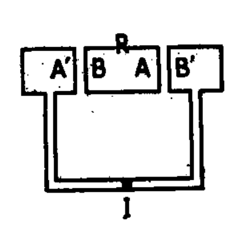
الشكل ١٣ – ٢٨

تزايد عرض خط التجاوب للزئبق (P)

ان الحقول الكهربائية التي يولدها جوار الايونات او الجزيئات القطبية ، يحدث زيادة في العرض بفعل ستارك . تحدث زيادة في العرض لا تحليل ، لان الحقول غير متجانسة وتتغير باستمرار . وتقدر هذه الزيادة بنفس حدود كبر الزيادات الناجمة عن فعل دوبلر وعن الصدمات .

تمـــارين

١٣ ـ أ تبلغ قيمتا الكمونين الاولين لأثارة الليتيوم والصوديوم ، بالترتيب : ١٫٨٤ و ٢٫١٠ فولت . فبأي درجتي حرارة تبلغ الطاقة الحركية الوسطية الانتقالية للذرات هاتين القيمتين ؟



١٣ ـ ب يمثل R في الشكل ، وعاءً بالدرجة T وجهه A أسود ، ووجهه B مصنوع من مادة عامل امتصاصها هو α_λ . ويوجه أمام إشعاع B ميزان حرارة تفاضلي ذي ضغط الهواء ، بوجهه A' الأسود والى اشعاع A الوجه B' الذي هو من نفس نوع B ، وكان ميزان الحرارة هـــذا في حالة توازن قبل تعريضه لـ R ، فماذا تصبح وضعية الدليل I عندما يوضع R في المكان الممثل بالشكل ؟.

١٣ ـ ج يشبّه لهب عريض متجانس ، يصدر بالتوهج شعاعة وحيدة اللون بجسم متساوي درجة الحرارة ، محدود بمستوٍ yoz وممتد جداً باستقامة Ox . وكل شريحة منــه ثخنها dx تصدر وتمتص الاشعاع في نفس الوقت . بين ان اللمعان الطيفي الطاقي لهـذا اللهب يتجه نحو نهاية محددة عندما يزداد ثخنه x الى ما لا نهاية .

١٣ ـ د يؤخذ منبع يصدر شعاعة طول موجتها $\lambda = 500\,\text{nm}$ ويوضع في حقل تحريض $B = 2\,\text{T}$ ؛ فيطرأ على ضوئه المفحوص في استقامة موازية للحقل تضاعف بسبب فعل زيمان البسيط. ينير هذا الضوء انارة ناظمية جملة مولدة لحلقات نيوتن ، تكون عدستها ومستوى الزجاج فيهـــا متماسين اولاً ثم يباعد بينهما تدريجياً . فمن اجل اي تباعد ادنى e تكون الحلقات قد اختفت ؟

١٣ – ﻫ يبلغ تواتر جهاز اصدار الرادار القيمة $\nu = 6.10^8$ Hz . وتواتر الخفقات بين الاشارات الملتقطة مباشرة وبين الاشارات المنعكسة على طائرة قادمة بالسرعة v ، هو $\Delta\nu = 400$Hz ، عين v .

١٣ – و تهيج ذرات من الهدروجين بواسطة تفريغ كهربائي في غاز مخلخل فتنتشر في فضاء خال وفق مسار مستقيم Ox ، بالسرعة v . وعند قياس طول الموجة لاحدى الشعاعات المصدرة نحصل على القيمة $\lambda_1 = 4\,855,45$ Å في استقامة الانتشار و $\lambda_2 = 4\,861,33$Å في استقامة عمودية عليه . احسب v .

١٣ – ز يتلقى على فرجة مقياس الطيف ضوء طول موجته λ_2 ، ينتج مثلما قلنا في التمرين السابق ١٣ – و ، وهو منتج من قبل منطقة ضيقة من الحزمة الذرية . فواصلها محدودة ما بين x و $x + dx$.

فاذا ابقينا dx ثابتاً ونقلنا المستقبل تنقيلاً موازياً لـ Ox ، نلاحظ تناقصاً في الشدة I ، وفقاً للقانون

$$2K = 138\text{m}^{-1} \quad \text{مع} \quad I = I_0 \exp(-2Kx)$$

احسب العمر المتوسط τ لذرة الهيدروجين H في حالة التهيج (وهو الزمن الذي ينقص في نهايته العدد N للذرات المتهيجة الى النسبة 1/e من قيمته الاصلية)

استنتج من ذلك الـ « العرض الطبيعي » للخط الطيفي المبحوث (الفقرة ١٣ - ١٠) .

الفصل الرابع عشر

الاطياف الذرية

رأينا في الفصل ١٣ أن الاطياف الذرية تقع على الدوام تقريباً في المنطقة المرئية وما فوق البنفسجي (ويمكن احياناً ان تحوي خطوطاً تقـع في منطقة تحت الاحمر) وسنرى علاوة على ذلك في هـذا الفصل ، اطياف الاشعة السينية التي هي مميزة ولا تتعلق كثيراً بالتركيب الكيماوي الذي تدخل فيه الذرات .

ان تفسير هذه الاطياف، مع تفسير الخواص الفيزيائية والكيماوية للعناصر، يؤدي الى ارائنا الحالية عن بنية الذرات . كما سنرى في الجزء ٨ .

١٤ ـ ١ . ـــ أطياف ذرة الهدروجين والذرات أو الايونات المشابهة للهدروجين .

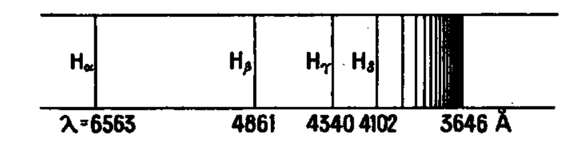
ان ذرة الهدروجين التي هي اخف الذرات ، لهـا ايضاً ابسط البنيات . ولم يُر لها سوى كمون تأين واحد (٦ ، ١٧ ـ ٣) قيمته هي ١٣٫٥٤ فولت . فهذه الذرة لا تحوي اذن الا على الكترون واحد . وان طيف اصدارها ، الذي يسهل الوصول اليه بالتفريغ بتوتر عالٍ في الغاز الخفيف الضغط (الفقرة ١٣ ـ ٣) الذي يحلل الجزيء H_2 ، ثم يهيج الذرات ، هو ابسط طيوف الخطوط . اذ أنه يتألف في القسم المرئي من اربعة خطوط (الجدول ٤ ـ ١) من السهل ملاحظتها، وفي منطقة ما فوق البنفسجي من سلسلة خطوط اخرى آخذة بالتدريج في التقارب من بعضها بعضاً وفي الضعف ايضاً (الشكل ١٣ ـ ٤ ، اللوحة ٥). ويلاحظ امتصاص هذه الخطوط نفسها في الطيف المرئي للشمس ، حيث تكون

جزءاً من خطوط فراونهوفر (الفقرة ١٧ - ٦) وكذلك في طيف بعض النجوم . ويبدي مجموع هذه الخطوط انتظاماً ملحوظاً ، على انه لم يتسن الا في عام ١٨٨٥ لبالمر Balmer ان يجد صيغة قادرة على ان تمثل اطوال امـــواج الخطوط التي كانت معروفة حينئذ ، وقـد خضعت لهـا امواج الخطوط التي اكتشفت فيما بعد ، ويمكن ان تكتب صيغة بالمر كما يلي :

$$\sigma = \frac{1}{\lambda} = \mathcal{R}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad [١٤ \text{،} ١]$$

حيث $\mathcal{R}$ هي ثابتة تسمى اليوم **ثابتة رايدبرغ** Raydberg ، و n عدد صحيح يمكن عندما تعطى له القيم المتتابعة : ٣ ، ٤ ، ٥ ... من تمثيل جميع الخطوط الملحوظة بترتيب اطوال امواجها المتناقصة ، ابتداءً من الخـــط الاحمر $\lambda = 6\,563$ Å .

وعندما تزداد n الى ما لا نهاية تتناهى σ الى $\mathcal{R}/4$ ، وتسمى هـذه القيمة **بحد سلسلة الخطوط** العائد الى الصيغة [١٤-١] المسماة **بسلسلة بالمر** . وان خطوطها تتراص على بعضها تدريجياً مقتربة من الحد النهائي (الشكل ١٤ - ١) .



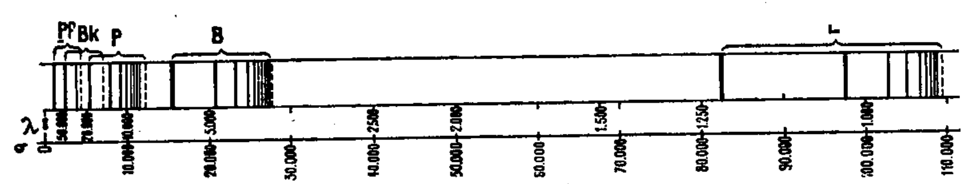
الشكل ١٤ - ١ . - صورة مبسطة لسلسلة بالمر .

واذا كانت $\mathcal{R} = 109\,67{,}7\text{cm}^{-1}$ فان الفرق النسبي بين الاعداد المحسوبة والقيم التجريبية للخطوط المعروفـــة الآن والتي تقارب الثلاثين لا يتجاوز $١٠^{-٥}$. والجدول الآتي يمكن من اجراء المقارنة بالنسبة الى الخطوط الاولى .

الجدول ١٤ – ١

الخطوط الاولى لسلسلة بالمر

n :	٣	٤	٥	٦	٧	٨	...
λ المنظورة:	٦٥٦٣,٠٧	٤٨٦١,٥٢	٤٣٤٠,٦٤	٤١٠١,٩٠	٣٩٧٠,٢٤	٣٨٨٩,٢١	...
λ المحسوبة :	٦٥٦٣,٠٤	٤٨٦١,٤٩	٤٣٤٠,٦٦	٤١٠١,٩٠	٣٩٧٠,٢٥	٣٨٨٩,٢١	...



الشكل ١٤ – ٢ .– مبسط للطيف الكامل لذرة الهدروجين) L = سلسلة لايمان B : سلسلة بالمر ، P : سلسلة باشن ، Bk : سلسلة براكيت ، Pf : سلسلة بفوند .

تبين التجربة في طيف الهدروجين عن وجود سلسلات اخرى من الخطوط يمكن تمثيل اعدادها الموجية بصيغ مماثلة لـ [١٤،١] واحداها (وهي سلسلة لايمان Lyman) تقع كلهـــا في ما فوق البنفسجي وتبدأ بـ $\lambda = 1216$ Å ، والسلاسل الاخرى توجد في مـا تحت الاحمر الادنى منـه والاقصى . ويبين الشكل ١٤ – ٢ مبسطاً لـكامل طيف الهيدروجين ولمختلف السلاسل التي يتألف منها . لكل سلسلة نهاية ممثلة بالخط المنقط . ومن الممكن تعديل الصيغة [١٤، ١] بحيث انهـا لا تمثل عـدد امواج الخطوط في كل سلسلة فحسب ، بل تمثل ايضاً المكان الترتيبي لمختلف السلاسل ، وبالنتيجة خطوط مجمل الطيف . ويمكن في الواقع ان نكتب :

$$\sigma = \mathcal{R}\left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right) \qquad [١٤، ٢]$$

باعتبار n_0 عدداً صحيحاً ، ثابتاً بالنسبة الى سلسلة معينة ويتغير من سلسلة الى اخرى . فمثلاً في سلسلة لايمان $n_0 = 1$ وفي سلسلة بالمر $n_0 = 2$ وفي السلاسل التي تتوالى في ما تحت الاحمر ... $n_0 = 3,4,5$ ونهاية كل سلسلة لها عدد موجي :

$$\sigma_\infty = \frac{\mathcal{R}}{n_0^2}$$

ب) ان طيف الدوتيريوم D (نظير الهدروجين وعدده الكتلي ٢) لا يختلف عن الهدروجين الا بانتقال خفيف للخط نحو الامواج القصيرة (الشكل ١٤-٣ ، اللوحة ٥)[1] ويمكن تمثيله بالصيغة [١٤، ٢] مع اعطاء $\mathcal{R}$ قيمة اكبر بقليل من قيمتها الاولى :

$$(\mathcal{R} = 109\ 707{,}42\ \text{cm}^{-1})$$

ان طيف الشرر للهليوم، الذي حسبما قيل في (الفقرة ١٣-٣) تصدره الذرة المتأينة He^+ ، يتألف من خطوط اعدادها الموجية يمكن ان تحسب بصيغ مماثلة لـ [١٤، ٢] مع ثابتة $\mathcal{R}$ اكبر بأربع مرات تقريباً من قيمتها في الهدروجين. وهناك سلاسل فيها $n = 2, 3, 4$ ، وهي تمتد بين ١٠٠٠ و ١٠٠٠٠ انغستروم تقريباً . ويصدر الليتيوم المضاعف التأين Li^{++} طيفاً شبيهاً بالسابق ، مع ثابتة $\mathcal{R}$ اكبر بتسع مرات تقريباً من ثابتة رايدبرغ .

لهذه الايونات صفة مشتركة مع ذرة الهدروجين، وهي أنها لم تعد تملك سوى الكترون واحد . والذرة المعتدلة للهليوم لها الكترونان ولليتيوم ثلاثة . ويطلق عامة اسم **الذرة** او الايون **المشابهة للهدروجين** على جملة النواة الذرية والكترون واحد . وان الصيغة التي تمثل سلاسل ايون كهذا تكتب على وجه التقريب :

$$\sigma = \mathcal{R} Z^2 \left[\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right] \qquad [١٤، ٣]$$

(١) ان الدوتيريوم قد اكتشف بفضل طيفه الاصداري عام ١٩٣١ .

والعدد الصحيح Z المسمى بالعدد الذري (الفقرة ١ - ٧) للعنصر المبحوث ، يمثل عدد الالكترونات التي تحويها الذرة المعتدلة او شحنة النواة ، معبراً عنها بالواحدات الالكترونية . $Z = 1$ للهدروجين والدوتيريوم و $Z = 2$ لـ He^{+} و $Z = 3$ لـ Li^{++} .

١٤ - ٢ . — طيف ذرة الصوديوم :

أ) يمكن الحصول على طيف الاصدار للذرات القلوية كما يلي :

—٥— تؤخذ فحمتا القوس وتثقبان في اتجاه المحور بثقب صغير توضع فيه قطعة من المعدن . وتفجر القوس بين هاتين الفحمتين القائمتين ، على ان يكون المصعد هو الاسفل . تبلغ شدة التيار ٢ - ٣ أمبير ، ويشكل بواسطة عدسة من الكوارتز ، خيال للهب القوس على شق مسجل الطيف يكون موشوره من الكوارتز ، وطول هذا الشق قصير بالقدر المناسب . يستعان بلوحات تصوير حساسة على جميع الاضواء ، ويكون زمن التعريض في حدود بضع ثوان من اجل اطول الشعاعات موجات ومن ٥ الى ١٠ مرات اكبر من ذلك من اجل الخطوط فوق البنفسجية .

واذا لم يتيسر سوى مطياف موشوره من الزجاج تظل التجربة مهمة بالرغم من انها تكون اقل كمالاً من الاولى .

وبالرغم من ان الليتيوم هو ابسط المعادن القلوية ، فان طيف الصوديوم اسهل دراسة مع بعض التفصيل بواسطة المطيافات العادية . ويبين لنا الشكلان ١٤ - ٤ و ١٤ - ٥ (في اللوحة ٦) قسماً من طيف امتصاص فوق البنفسجي لبخار الصوديوم ، في درجة حرارة لا تصدر فيها هذه الابخرة اشعاعاً مرئياً او فوق البنفسجي . ونذكر بأن هذا الطيف يحوي على الخطين D (الفقرة ١٣ - ٦)

ويشمل أيضاً الخطوط ٢٣٠٢ و ٢٨٥٣ و ٢٦٨٠ انغشتروم من طيف الاصدار .

ب) ان طيف الصوديوم هو اذن اكثر تعقيداً من طيف الهدروجين . ويحلل بالكيفية الآتية : يلاحظ اولاً ان خطوط الامتصاص تؤلف سلسلة منتظمة (الشكل ١٤-٦) . ونجد بأن اعدادها الموجية ممثلة تماماً بالصيغة :

$$\sigma = \mathcal{R}' \left[\frac{1}{(1,64)^2} - \frac{1}{(n-p)^2}\right]$$

حيث $\mathcal{R}'$ هي ثابتة قريبة جداً من ثابتة رايدبرغ ، و n عدد صحيح يمكن ان يأخذ القيم ٣ ، ٤ ، ... وهذه الصيغة يمكن ان تكتب ايضاً على الشكل الآتي :

$$\sigma = \mathcal{R}' \left[\frac{1}{(3-s)^2} - \frac{1}{(n-p)^2} \right] \qquad [١٤،٤]$$

حيث p تساوي ٠,٨٨ و s تساوي ١,٣٦ وبالرغم من ان الصيغة [١٤،٤] تذكر بالصيغة [١٤،٢] العائدة الى الهدروجين ، فانها اقل بساطة منها . والسلسلة السابقة تسمى **السلسلة الرئيسية** ، والخط D هو اول السلسلة في حالة الصوديوم .

ترى خطوط السلسلة الرئيسية في طيف الاصدار . فاذا اخرجت منه ، بقي في هذا الطيف خطوط يمكن تصنيفها في صنفين حسب شكلها : اولاهما **مغبشة** (غير تامة الوضوح) (الخطوط d على الشكل ١٤ - ٥) وثانيتها واضحة (الخطوط s على الشكل ١٤ - ٥) وتؤلف خطوط النوع الاول سلسلة تسمى **المنتشرة** يمكن تمثيلها بالصيغة :

$$\sigma = \mathcal{R}' \frac{1}{(3-p)^2} - \frac{1}{(n-d)^2}\Big] \text{ ، حيث } (n=3,4,5 \ldots) \qquad [١٤،٥]$$

تؤلف الخطوط الواضحة كذلك سلسلة توسم **بالضيقة** وتبين التجربة ان

نهايتها هي نفس نهاية السلسلة المنتثرة : فالحد الثابت في الصيغة التي تمثل السلسلة الضيقة هو ايضاً نفس الحد الذي في [١٤–٥] ، ويكون معنا بالنتيجة من اجل هذه السلسلة :

$$\sigma = \mathcal{R}' \left[\frac{1}{(3-p)^2} - \frac{1}{(n-s)^2} \right] \quad [١٤،٦]$$ ، حيث ($n=4,5,...$)

تبين التجربة ان s هي الثابتة التي تدخل في الصيغة [١٤،٤] .

يوجد ايضاً سلاسل اخرى ، احداهـا التي في منطقة تحت الاحمر (السلسلة الاساسية) يعبر عنها بالصيغة :

$$\sigma = \mathcal{R}' \left[\frac{1}{(3-d)^2} - \frac{1}{(n-f)^2} \right] \quad [١٤،٧]$$ حيث ($n = 4,5,6,...$)

وحيث d هي ثابتة الصيغة [١٤–٥] و f ثابتة جديدة صغيرة جداً [1].

يمثل الشكل ١٤-٧ مبسطاً للسلاسل الرئيسية ، المنتثرة والضيقة والاساسية للصوديوم [2] .

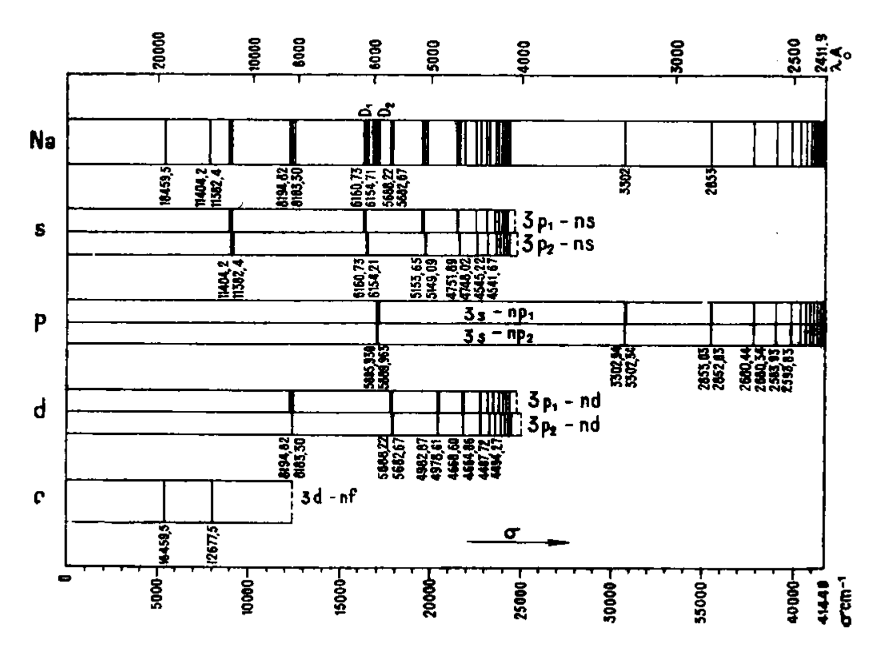
ج) يعطينا ما تقدم فكرة عن المسير الذي اتبعه المشتغلون بالاطياف من اجل حل رموز اطياف الخطوط للعناصر . وان طريقة توليد الطيف ومقارنة اطياف الاصدار والامتصاص وشكل الخطوط ليست المعيارات الوحيدة التي تمكن من معرفة نسب الخطوط . ان بنيتها (الفقرة ١٤–١١) والتعديلات التي

---

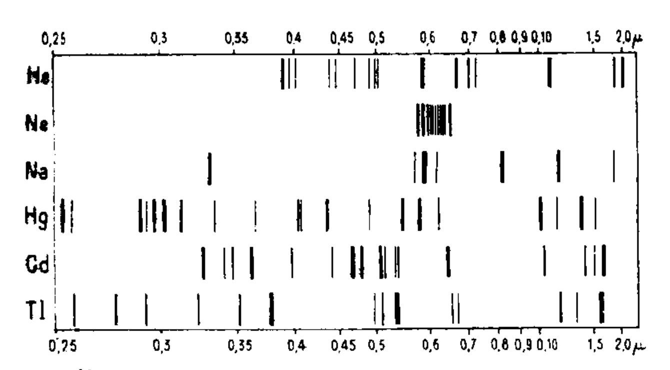
(١) قد يبدو انه من الابسط ان نكتب في الصيغة [١٤ – ٤] : ١،٦٤ = ٢ – ٩،٣٦ ، وان ننقص بمقدار وحدة قيم n في [١٤،٦] أو أن نكتب ١،٦٤ = ١ + ٠،٦٤ ، وان نأخذ ثابتين p و d تنضافان الى الاعداد n . وسنرى في الفقرة ١٤ – ٨ تبريراً لطريقة الكتابة السابقة .

(٢) ان الاحرف f, d, p, s في الصيغ [١٤،٤] الى [١٤،٧] هي على الترتيب الاحرف الاولى من اوصاف السلاسل (s = Sharp) اي ضيق اوحـــاد في اللغة الانكليزية .

تطرأ عليها عندما يخضع المنبع لتأثير حقل كهربائي (الفقرة ١٣ - ٨ د) وخاصة الى حقل مغناطيسي (الفقرة ١٣ - ٨ أ) تعطينا ايضاحات قيمة من اجل تصنيفها



الشكل ١٤-٧ : مبسط طيف الصوديوم . Na = الطيف الكامل ، s = السلسلة الضيقة ، p = السلسلة الرئيسية ، d = السلسلة المنتثرة ، f = السلسلة الاساسية .



الشكل ١٤ - ٩ : الخطوط الرئيسية لاصدار الغازات والابخرة المهمة باستعمالاتها ،

وهذا العمل هو احياناً شاق جداً ولم ينته حتى الآن : ان طيف الحديد مثلاً ، الذي يستخدم معياراً في علم الاطياف يحتوي على ٤٠٠٠ الى ٥٠٠٠ خط . والشكل ١٤ – ٨ (اللوحة ٦) يبين الطيف المرئي وفوق البنفسجي للزئبق وهو منبع مستخدم عملياً (١٤،٤ – ٦) والشكل ١٤ – ٩ هو مبسط للخطوط الرئيسية للغازات او للأبخرة المهمة باستعمالاتها التقنية .

١٤ – ٣ . — الحدود الطيفية . مبدأ التركيب .

أ) لقد سبقت الاشارة إلى أن جملة خطوط الاصدار لذرة الهدروجين يمكن أن تمثل بالصيغة الوحيدة :

$$\sigma = \mathcal{R}\left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad [١٤،١٢]$$

حيث n و n_0 هما عددان صحيحان

كذلك ان الصيغ [١٤،٤] إلى [١٤،٧] المتعلقة بخطوط العناصر القلوية يمكن أن تكتب تحت الشكل العام :

$$\sigma = \mathcal{R}'\left[\frac{1}{(n_0 - a)^2} - \frac{1}{(n - a')^2}\right] \qquad [١٤،٨]$$

حيث n_0 و n هما عددان صحيحان و a و a' عددان يختلفان من سلسلة طيفية إلى أخرى ، وكذلك ايضاً من عنصر إلى آخر .

استنتج ريتز Ritz ، الذي يعود إليه الفضل في التعميمات السابقة ، الاستنتاج الذي ينجم عنها مباشرة والذي هو معروف باسم **مبدأ التركيب** : إن العدد الموجي لخط طيفي تصدره ذرة من نوع معين يمكن أن يمثل بالفرق بين **حدين طيفيين** مميزين لهذه الذرة ولهما شكل جبري واحد :

$$\sigma_{n_0,n} = T_{n_0} - T_n \qquad [١٤،٩]$$

لا يوجد للهدروجين سوى نموذج واحد من الحدود الطيفية :

$$T_n = \frac{\mathcal{R}}{n^2} \qquad [١٤،١٠]$$

ان الخطوط الطيفية هي نتيجة التجربة (معطيات التجربة) وأمـــا الحدود فنستنتج منها .

ينتج التبسيط من أنه إذا كان هنالك t حداً ، وكان يمكن تركيب كل حد مع جميع الحدود الأخرى ، فان عدد الخطوط الممكن هو :

$$(t-1)+(t-2)+\cdots+2+1=\frac{(t-1)\,t}{2}$$

يمكن بـ ٢٠ حداً تصنيف قرابة ٢٠٠ خط . وان المقارنة بين مختلف اعداد الأمواج في أزواج الخطوط الملحوظة يوصلنا إلى الحدود . فلدينا مثلاً :

وكذلك :

$$\sigma_{1,4} - \sigma_{2,4} = (T_4 - T_1) - (T_4 - T_2) = T_2 - T_1$$

$$\sigma_{1,5} - \sigma_{2,5} = (T_5 - T_1) - (T_5 - T_2) = T_2 - T_1$$

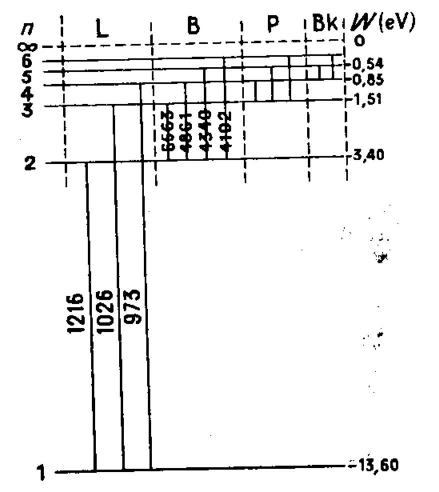
يبين الشكل ١٤ – ١٠ حدود ذرة الهدروجين .

إن مبدأ التركيب من نتائجه أيضاً أن الفرق بين الأعداد الموجية لخطين من سلسلة معينة يساوي العــدد الموجي لخط من سلسلة أخرى ، إن لدينا في الواقع :

$$\sigma_{n_0,n} - \sigma_{n_0,n'} = (T_n - T_{n_0}) - (T_{n'} - T_{n_0}) = T_n - T_{n'} = \sigma_{nn'}. \qquad [١٤،١١]$$

ب) يوجد للمعادن القلوية أنواع من الحدود بقدر ما للثابتتين a و a' من قيم في [١٤،٨] ؛ فيكتب الحد الطيفي إذن :

$$T_{n,a} = \frac{\mathcal{R}'}{(n-a)^2}$$



الشكل ١٤ — ١٠
مبسط الحدود الطيفيـــة للهدروجين والانتقالات المقابلة (نفس رموز السلاسل التي في ١٤ — ٢) .

وقد رأينا أنه في أهم سلاسل خطوط الصوديوم — وهـذه النتيجة تنطبق على غيره من القلويات ـ يمكن أن تأخذ a أربـع قيم مختلفة ممثلة بالأحرف s ، p ، d ، f.
فهنالك إذن أربعة أنواع للحدود T تكتب غالباً بشكل مختصر nT وهي :

$$nF = \frac{\mathcal{R}'}{(n-f)^2}, \quad nD = \frac{\mathcal{R}'}{(n-d)^2}, \quad nP = \frac{\mathcal{R}'}{(n-p)^2}, \quad nS = \frac{\mathcal{R}'}{(n-s)^2}$$

إذن فسلاسل الخطوط التي تعطيها الصيغ [١٤، ٤] إلى [١٤، ٧] يمكن أن تكتب :

[١٤، ١٢] $3S - nP$ (حيث $n = 3, 4, \ldots$) $3P - nS$ (حيث $n = 4, 5 \ldots$)

$3P - nD$ (حيث $n = 3, 4, \ldots$) $3D - nF$ (حيث $n = 4, 5 \ldots$)

تبين الصيغ [١٤، ١٢] ان الفروق بين أي حدين كانا ، لا تعطي بالضرورة تواترات الخطوط الملحوظة فعلاً ، ولكن ان تركيبات ريتز هي محددة بأزواج الحروف المتجاورة من نفس الخط .

يبين لنا الشكل ١٤ـ١١ الحدود الطيفية لذرة الصوديوم : وهي تؤلف اربعة أعمدة S , P , D , F وان الفروق الممثلة بخطوط مائلة والعائدة الى الخطوط الملحوظة لا تصل، حسبا جرى القول فيه، الا سويات عائدة الى اعمدة متجاورة.

الشكل ١٤ - ١١ - مبسط للحدود الطيفية للصوديوم وبدون البنيـة ذات الثنائيات

يبين لنا هذا المثال **قاعـدة للاصطفاء** . ويطلق هذا الاسم على القواعد التجريبية التي تحـدد التركيبات الممكنة . إن جميـع الخطوط الطيفية هي تركيبات من حدين ولكن كل تركيبة من حدين لاتقابل بالضرورة خطاً ملحوظاً.

لا يوجـــد في طيف ذرة الهدروجين قاعدة للاصطفاء . والقاعدة المتقدمة العائدة إلى المعادن القلوية قـد يتفق أن تكون خطأً إذا كانت الذرة في شروط استثنائية من التهييج ، مثلاً عند خضوعها إلى حقل كهربائي شديد جداً .

١٤ ـ ٤ . ـــ نظرية بور في الأطياف الذرية .

أ) وفقاً لما بيناه في الفقرة ١ ـ ٥ ب ، ان بنية الأطياف الذرية لا يمكن تفسيرهـا بصورة الشحنات الكهربائية المتحركة في اهتزاز أو دوران ، تشع كأنهـا ثنائيات الأقطاب لهرتز . لنتصور في الواقـع ذرة هدروجين ، وهي لا تملك سوى الكترون واحد ، ولنفرض هذا الالكترون في حركة دورية حول نواة الذرة . إن تفاصيل هـذه الحركة ستدرس في الفقرة ١٤ ـ ٧ ، وعلى كل حال يمكن تفريقها بسلسلة فوريه (٣ ، ٣ ـ ٤) وتبين نظرية الاصدار أنه ينبغي أن نجد في الاشعاع شعاعات لهـا تواترات مركبات الحركات ، أي تواتر أساسي وأمثاله الصحيحة . ولكن سلاسل خطوط الهدروجين ، كغيرها من سلاسل الذرات الأخرى ، لا تؤلف أبداً سلسلة من المدروجات .

إن الانتاج نفسه لطيف خطوط ذي تواترات معينة تماماً يثير مشاكل أخرى . إن الالكترون عندما يشع يفقد من طاقته باستمرار ، على حساب طاقته الميكانيكية ، فلما كان نصف قطر مداره يتناقص وتواتره يزداد باستمرار، فإنه ينبغي أن تكون الحالة كذلك بالنسبة إلى الشعاعات المصدرة ، أي أن الطيف ينبغي أن يكون متصلاً ابتداءً من تواتر أدنى .

أضف إلى ذلك أن الذرة لا تعود مستقرة : فعلاوة على أن التسارع الذي سبق لنا اعتباره ينتهي بسقوط الالكترون على النواة ، ان قوانين الميكانيك الكلاسي تقضي بأن الاصطدامات المحتملة للذرات ينبغي أن تُدخل الاضطراب على الحركات الالكترونية بحيث لا يمكن تصور وجود تواترات ثابتة .

ب) تخلى بور (عام ١٩١٣) عن فكرة التماثل بين تواترات الشعاعات وتواترات حركات الالكترونات . إن التجارب على تهييج الاصدار في الذرات بالصدمات الالكترونية (٦ ، ١٧ - ١١) تبين أن الذرات تمتص الطاقة التي تفيد للاشعاع ، ويكون الامتصاص بكميات متقطعة. وان الفعل الكهرضوئي (٦ ، ١٦ - ٢٢ و ٤ ، ٢ - ١٢) يؤدي حتى إلى القبول بأن الطاقة التي ينقلها إشعاع كهرطيسي تواتره ν هي محوية فيه بشكل كمات عنصرية او **فوتونات**، قدرها $h\nu$ ، حيث h هي ثابتة بلانك Planck التي تمكن دراسة الفعل الكهرضوئي من تعيينها : $h = ٦,٥ \times ١٠^{-٣٤}$ جول ـ ثانية .

فإذا قربنا جملة الوقائع هذه من الصيغة [١٤ ، ٢] التي تعطي تواترات الخطوط ، رأينا أن طاقة الفوتون العائد إلى خط معين هي :

$$h\nu = hc\,\sigma = hc\,\mathcal{R}\left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad [١٤،١٣]$$

وان الحدود الطيفية [١٤،١٠] مرتبطة بسويات طاقة للذرة :

$$W_n = -hc\,T_n = -\frac{hc\mathcal{R}}{n^2} \qquad [١٤،١٤]$$

(ستفسر الاشارة – في الفقرة ١٤–٥) .

اعتبر بور ان حالات الذرة التي لها طاقات معطاة بالصيغة [١٤،١٤] هي **حالات مستقرة** ، اي انه ليس فيها طاقة مشعة ، وان الحركات فيها تتفق مع مبدأ انحفاظ الطاقة الميكانيكية ؛ وقبل ايضاً بأن طاقة الذرة لا يمكن ان تتغير الا بالانتقال من حالة مستقرة n الى حالة مستقرة اخرى n' وان الطاقة المستخدمة (المبذولة) تساوي $|W_{n'} - W_n|$. فنجد هكذا الصيغ التي هي من نوع بالمر ونتخلص من الصعوبات المذكورة في أ) . ولكن وجود الحالات المستقرة هو موضوعة مخالفة لمبادىء الميكانيك الكلاسي .

ج) ينتج مما تقدم ان ميكانيك داخل الذرة ينبغي ان يختلف عن الميكانيك الذي يصلح على مقياسنا والمرتكز على التجربة الدارجة . وقد وضعت مبادىء هـذا الميكانيك الجديد فيما بعد ، وسندرسها في الجزء ٨ . امـا الآن فسنقتصر ، مثلما جرى تاريخياً ، على قبول موضوعات بور ، ولكن كما فعل هو نفسه ، مع السعي في ان نجد كيف ينبغي ان يجري ربط الميكانيك الذري بالميكانيك الكلاسي .

ان نجاح النظرية الحركية يدل على ان قوانين هذه النظرية تنطبق ايضاً على الحركات الانتقالية للجزيئات (٢ ، الفصل ١٠) وان الفروق بين نظرية الكم والنظرية الكلاسية تعود الى ان قيمة حبيبات الطاقة (الكمات) ليست لامتناهية في الصغر . وهذه الفروق تصغر كلما ازداد عدد هذه الكمات . فهذه الملاحظة قد تعطينا دليلاً مرشداً حتى ولو كان عدد الكمات صغيراً . وهكذا فنحن مساقون الى القبول بأن الميكانيك الذري مهما كان ، فانه ينبغي ان يعطي نفس النتائج التي يعطيها الميكانيك الكلاسي عندما تكون الكتل وابعاد المسارات كبيرة كبراً

كافياً . وهذا المنطوق الذي فيه بعض الغموض يؤلف **مبدأ التقابل** ، وسنرى الفائدة التي يمكن ان ننالها منه عند البحث في ذرة الهدروجين .

١٤ ـ ٥ . ـــ *تطبيقات نظرية بور على ذرات اشباه الهدروجين .*

أ) فلننظر من وجهة نظر الميكانيك الكلاسي في شروط توازن الالكترون وهو يرسم مداراً حول نواة ذرة الهدروجين . ان المسألة شبيهة بمسألة حركة القمر حول الارض (١ ، ١٦ – ٤) او حركة كوكب سيار حول الشمس ، مع استبدال قوة الثقالة هنا بقوة كولون بين شحنتين عنصريتين $\pm e$ بعيدتين عن بعضها بمقدار r ، وتعتبر هذه القوة سلبية في حالة التجاذب :

$$F = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = -\frac{A}{r^2} \qquad [١٤،١٥]$$

فلنقبل قبل كل شيء بأن كتلة الالكترون ، التي هي اصغر من كتلة نواة الهدروجين بـ ١٨٣٦ مرة ، يمكن ان تعتبر مهملة ازاء هذه الاخيرة ، بحيث ان دوران الالكترون يحدث حول النواة التي تعتبر هي مركز عطالة الكتلتين (الجزء ١ ، ٩ – ٩) . ان المحرك الذي يرسمه متحرك تحت تأثير قوة جاذبة مركزية تتغير عكساً مع مربع البعد r ، هو في الجملة قطع ناقص يشغل مركز الجذب احد محرقيه . فلنشبه القطع الناقص الذي يرسمه الالكترون بدائرة نصف قطرها r مركزة على النواة . ولتكن m_0 كتلة الالكترون و f تواتر دورانه . ان التوازن بين القوة النابذة والقوة F يعطي العلاقة :

$$\frac{A}{r^2} = 4\pi^2 f^2 m_0 r \qquad [١٤،١٦]$$

والطاقة الحركية للالكترون ، الذي سرعته $v = 2\pi f r$ ، هي :

$$W_k = \frac{m_0 v^2}{2} = \frac{4\pi^2 f^2 m_0 r^2}{2} = \frac{A}{2r} \qquad [١٤،١٧]$$

وطاقته الكامنة الناشئة من الكهربية الراكدة عبارتها :

$$W_p = \int_\infty^r \left(-\frac{A}{r^2}\right) dr = -\frac{A}{r} \qquad [١٤،١٨]$$

فاذا قبلنا (٥-٢،٦) ان هذه الطاقة معدومة عندما يكون الالكترون بعيداً جداً عن النواة. ينتج من هذا الاتفاق ان W_p سلبية . فالطاقة الميكانيكية الكلية للذرة هي بالنتيجة :

$$W = W_p + W_k = -\frac{A}{2r} = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r} \qquad [١٤،١٩]$$

هذه هي عبارة الطاقة لاحدى حالات بور الاستقرارية في ابسط تمثيل كلاسي (الحركة المستقرة للالكترون على محرك مستدير)[1] .

فلنعمد الآن الى مقابلة النتائج السابقة مع نتائج الكشف الطيفي . فاذا اخذنا بعين الاعتبار [١٤،١٦] امكننا ان نستنتج [١٤،١٩] ، بعد حذف r :

$$\frac{W^3}{f^2} = -\frac{m_0 e^4}{32\,\varepsilon_0^2} \qquad [١٤،٢٠]$$

ومن جهة اخرى ، قد رأينا ان طاقة السوية التي ترتيبها n ، لها العبارة الآتية :

$$W_n = -\frac{hc\,R}{n^2} \qquad [١٤،١٤]$$

اذاً فالفرق بين سويتين للطاقة n و $n+1$ ، يضعف كلما كبرت n .

---

(١) نؤكد على كون ان ثبات W لايتحقق الا اذا اهملنا تضييعات الطاقة بالاشعاع، وهذا غير معقول في الكهربائية التحريكية الكلاسية ، ما دام الالكترون مسرعاً .

وعلى هذا فان سويات الطاقة تكون اشد تراصاً كلما كبرت n . فنقترب عندئذ من الشروط الكلاسية حيث تستطيع الطاقة ان تتغير تغيراً متصلاً . واذا قارنا بين العبارتين [١٤،١٤] و [١٤،١٩] رأينا ان سويات الطاقة التي رتبتها n مرتفعة تقابلها مدارات الكترونية ذات نصف قطر كبير . فالميكانيك الكلاسي ينطبق حينئذ بصورة تقريبية. وان الانتقال من منسوب n الى المنسوب (او السوية) $n+1$ يرافقه امتصاص التواتر ν المعطى بالعلاقة :

$$\nu = \mathcal{R}c \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right)$$

واذا كانت n كبيرة ازاء الواحد :

$$\nu = \mathcal{R}c \frac{2n+1}{n^2(n+1)^2} \simeq \frac{2\mathcal{R}c}{n^3}$$

وبالنتيجة :

$$W_n = -\frac{hc\mathcal{R}}{n^2} \approx h\mathcal{R}c\left(\frac{\nu}{2\mathcal{R}c}\right)^{2/3}$$

او :

$$\frac{W_n^3}{\nu^2} = -\mathcal{R}\frac{h^3c}{4} \qquad [١٤،٢١]$$

ليس بالامكان على العموم ، تمثيل او تشبيه التواترات الضوئية ν الممتصة او المصدرة ، بالتواترات الميكانيكية f للحركات الدورية للالكترون المشع، ولكن هذه التواترات هي متطابقة في النظرية الكهرطيسية للاشعاع (٨، ١٠-٤) . ويؤدي مبدأ التقابل الى مطابقة الصيغتين [١٤،٢٠] و [١٤،٢١] ، وذلك يعطي لثابتة رايدبرغ القيمة :

$$\mathcal{R} = \frac{m_0 e^4}{8\pi \varepsilon_0^2 h^3 c} \qquad [١٤،٢٢]$$

والأقدار الداخلة في الطرف الثاني معلومة : فيعطي الحساب $\mathcal{R} = 1,0973 . 10^5$ والقيمة المستنتجة من القياسات على سلسلة بالمر هي $\mathcal{R} = 1,09677 . 10^5$ (الفقرة ١٤ - ١) ، فهذا التوافق يبين أن الأفكار الأساسية لبور ومبدأ التقابل يسمحان بتناول مشاكل الميكانيك الذري .

يمكن عندئذ أن يعطى **لمبدأ التقابل** منطوق أعم وهو : ان التطورات أو السياقات الأساسية في ميكانيك الكم هي **تحولات** يحصل فيها عبور متقطع من حالة استقرارية إلى حالة استقرارية أخرى تتميز كل منها بجملة من القيم المعينة لبعض الأقدار الفيزيائية (كالطاقة وكمية الحركة ، . . .) بينما لا يكون لدينا في الميكانيك الكلاسي سوى جملة واحدة من الأقدار السابقة ، تصف الحركات . ولكن عندما يحدث خلال تحول الا تختلف الأقدار المميزة للحالة النهائية إلا اختلافاً نسبياً قليلاً عنها في الحالة الأولية ، فإن قوانين ميكانيك الكم تقترب من قوانين الميكانيك الكلاسي .

ج) نحصل على انصاف أقطار المدارات الدائروية لألكترون ذرة الهدروجين من العلاقتين :

$$W = -\frac{A}{2r} = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{2r} \qquad [١٤،١٩]$$

و

$$W = -\frac{hc}{n^2}\mathcal{R} \qquad [١٤،١٤]$$

أو ، إذا أخذنا [١٤،٢٢] بعين الاعتبار :

$$W = -\frac{m_0 e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2}\frac{1}{n^2} \qquad [١٤،٢٣]$$

ومنه :

$$r = \frac{\varepsilon_0 h^2 n^2}{\pi m_0 e^2} = 0{,}528 . 10^{-10} n^2 m \qquad [٢٤،١٤]$$

إذا فنصف قطر المدار الأصغر هو $r_m = 0{,}528\ \text{Å}$

إن عبارة العزم الحركي للألكترون على مداره هي : [١-١٢،٤١]

$$G = J\omega = m_0 r^2 \omega \qquad [١٤،٢٥]$$

بفرض $J = m_0 r^2$ عزم عطالته . على أن العلاقة [١٦،١٤] يمكن أن تكتب:

$$r^2 \omega^2 \frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 m_0}$$

وبأخذ [٢٤،١٤] بعين الاعتبار يكون

$$G^2 = m_0^2 r^3 \omega^2 r = \frac{n^2 h^2}{4 \pi^2}$$

ومنه

$$G = n \frac{h}{2\pi} \qquad [٢٦،١٤]$$

فنعود إذن إلى نفس النتيجة ، في الحالة المدروسة ، إذا قبلنا بأنه على المحارك المستقرة الثابتة تعطى طاقة الالكترون بـ [٢٣،١٤] أو عزمه الحركي بـ [٢٦،١٤] .

د) يمكن تحسين التوافق ايضاً بين قيمة ثابتة رايدبرغ المحسوبة بالعلاقة [٢١،١٤] وبين القيمة المقيسة ، اذا جعلنا عبارة معادلات الحركة حسب الميكانيك الكلامي اكثر دقة . ان التجربة لا تعطي تماماً نفس القيمة لثابتة رايدبرغ عندما ننتقل من ذرة شبيه للهدروجين الى شبيه آخر . فنجد مثلاً للهدروجين H والهليوم H_e القيمتين :

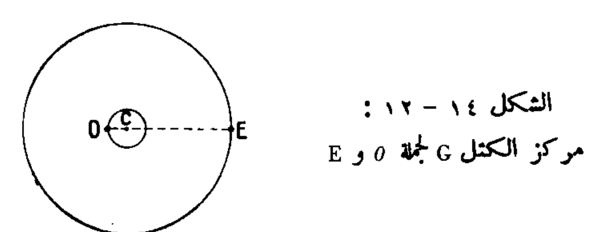
$$\frac{1}{4} \mathcal{R}_{He} = 109\ 722 \qquad \mathcal{R}_{H} = 109\ 677$$

ولا تنطبق اية واحدة من هاتين القيمتين تماماً مع القيمة النظرية المعطاة بالصيغة [١٤،٢٢].

$$\mathcal{R} = 109\ 737\ \text{cm}^{-1}$$

تنجم هذه الفروق عن كتلة النوى . فمن اجل ايجاد الصيغة [١٤،٢٢] كنا قد افترضنا ان النواة ساكنة. ويعني ذلك اعتبار ان كتلتها غير متناهية في حين انه من المعلوم [١،٢٤–٢] ان مركز الكتل لجملة معزولة هو الذي يبقى ثابتاً في الحركة الدورانية للجملة وهذه النقطة C (الشكل ١٤–١٢) تقع على البعد $OC = r_1$ من النواة التي كتلتها M وعلى البعد $CE = r_2$ من الالكترون الذي كتلته m_0 فيكون :

$$r_1 M = r_2 m_0 = (r_1 + r_2)\,\mu = r\mu$$



الشكل ١٤ – ١٢ :
مركز الكتل G لجملة O و E

حيث $\mu = \dfrac{m_0 M}{m_0 + M}$ تمثل الكتلة المختزلة (٣ ، ٤ – ٢) للذرة ، وان العزم الحركي الكلي حول C

$$G = (M r_1^2 + m_0 r_2^2)\,\omega = \mu\, r^2\, \omega$$

ينحفظ أثناء الحركة . فعلى هذه القيمة لـ G ، لا على القيمة التي تعطيها الصيغة [١٤،٢٥] ينبغي تطبيق الشرط [١٤،٢٦] . لو أجرينا حساباً معاكسا للحساب الذي أجري في ج) لوجدنا أن طاقة السوية n عبارتها هي

$$W_n = -\frac{\mu e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2 n^2}$$

بدلاً من التي في الصيغة [١٤ ، ٢٣] حيث الكتلة المختزلة μ تحل محل الكتلة m_0 للألكترون فيكون إذن

$$\frac{\mathcal{R}_{He}}{\mathcal{R}_H} = \frac{\mu_{He}}{\mu_H} = \frac{1 + \dfrac{m_0}{M_{He}}}{1 + \dfrac{m_0}{M_H}} \qquad [١٤،٢٧]$$

إن التقدير بمطياف الكتل (١٤٠٦-٢٣و٨) يعطينا النسبة $\frac{M_{He}}{M_H}$ بدقة .

تستخرج من الصيغة المتقدمة القيمة التي هي الآن أكثر احتمالاً للنسبة $\frac{m_0}{M_H}$ اي $\frac{1}{1836}$

ولما كانت النسبة $\frac{e}{M_H}$ معروفة من التحلل الكهربائي (١٨،٦-٦) فإننا نستنتج من ذلك النسبة $\frac{e}{m_0}$ لشحنة الألكترون على كتلته :

$$\frac{e}{m_0} = 1{,}7594.10^{11}\ \frac{\text{C}}{\text{kg}}$$

بارتياب (خطأ) نسبي لا يتجاوز ١٠-٤ .

١٤ـ٦ . ــ التحولات الطاقية العائدة الى خطوط الاصدار والامتصاص.

أ) يمكننا أن نبين على الشكل المبسط للحدود الطيفية لذرة الهدروجين (الشكل ١٤ ـ ١٠) سويات الطاقة العائدة اليها ، ونرقم كلاً منها اما بقيمة W_n أو بالعدد n الذي يدخل في العبارة [١٤،١٤] والذي يسمى **بالعدد الكمي (الكوانتي)** . فبالاتفاق مع الاصطلاحات التي أجريت في الفقرة ١٤ ـ ٥ أ فإن مبدأ الطاقة ($W = 0$ ، $n = \infty$) يؤخذ عندما يكون الالكترون في حالة السكون ومفصولاً عن النواة انفصالاً غير متناه . إذن فحالات الذرة المستقرة تقابلها طاقات سلبية . وان القيمة الموجبة لـ W تدل على أن النواة والالكترون لهما بالنسبة إلى بعضيهما طاقة حركية . وان اخفض سوية للطاقة (على المخطط) الذرة المستقرة ($n = 1$) يسمى **السوية الأساسية** ، وهو يقابل اكبر قيمة مطلقة للطاقة . واما سويات الأعداد الكمية التي هي اكبر من الواحد ، فهي **السويات المهيّجة** .

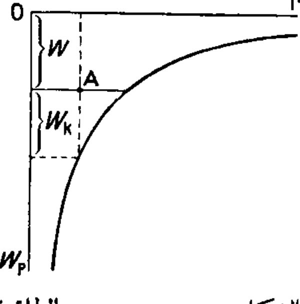
إذا اعتبرنا جملة من ذرات الهدروجين موجودة بحالة توازن حراري ، في درجة معينة T ، فإن العددين N و N' للذرات التي تكون بالترتيب في الحالتين

n و n' يخضعان لتوزيع بولتزمان Boltzmann (١٢،٢ - ٥) أي :

$$\frac{N'}{N} = \frac{\exp(-W_{n'}/kT)}{\exp(-W_n/kT)} = \exp\left(-\frac{W_{n'} - W_n}{kT}\right) \qquad [١٤،٢٨]$$

حيث k هي ثابتة بولتزمان . ففي الدرجة العادية $(T = 300\ °K)$ ، يكون kT في حدود ٤ × ١٠^-٢١ جولاً ، أي ٠،٠٢٥ الكترون فولت . إن فرق الطاقتين اللتين تفصلان السوية الأساسية عن أول سوية مهيجة $(n = 2)$ هو $W_2 - W_1 = 10{,}15$ e.V. . فنرى من الوجهــة العملية أن جميع ذرات الهدروجين هي في هذه الدرجات في الحالة الأساسية .

ب) يمثل منحني الشكل (١٤-١٣) بدلالة البعــد r للألكترون عن النواة ، الطاقـة الكامنة W_p للجملة . وينتـج من [١٤،١٨] إن هذا المنحني هو فرع من قطع زائد متساوي الساقين . لتكن A نقطة تمثل حالة الذرة طاقتها الكلية W و r نصف قطر مدار الالكترون ، فالبعد A عن المنحني W_p ، محسوباً بصورة موازية لمحور التراتيب يمثل الطاقة الحركية W_k للألكترون . ولما



الشكل ١٤ - ١٣ . - الطاقة الكامنة للألكترون بدلالة بعــده عن نواة الهدروجين

كانت هذه الطاقــة موجبة بالضرورة ، فإننا نرى أن النقطة التي تمثل حالة الذرة تقع بين المنحني وبين محور التراتيب : ويبقى الألكترون في « بئر الكمون » الذي يحيط بالنواة . وان جميع قيم r ، عندما تكون قيم W موجبة ، يمكن أن يصل اليها الالكترون ، لأن المنحني مقارب لمحور الفواصل .

ج) ان الانتقال من منسوب للطاقة عدده الكمي n إلى منسوب (سوية)

عدده الكمي n' ، وقـــد سمينا ذلك تحولاً ، يرافقه امتصاص أو اصدار لشعاعة تواترها :

$$\nu_{nn'} = \frac{|W_{n'} - W_n|}{h} \qquad [١٤، ٢٩]$$

فيحدث امتصاص فيما إذا اكتسبت الذرة طاقة ، أي إذا كان $n' > n$ ، وخاصة إذا انتقلت الطاقة من السوية الاساسية إلى سوية مهيجة . والطاقة الممتصة يمكن أن تكون بشكل حركي (الاضطراب الحراري ، تجارب فرانك وهرتز) أو بشكل اشعاعي . ويحصل اصدار إذا خسرت الذرة الطاقة بشكل اشعاعي، أي إذا كان $n' < n$.

يمثل الخط الطيفي على مخطط الشكل ١٤ ـ ١٣ بقطعة مستقيمة شاقوليـة تصل السويتين n و n' . وطول هذه القطعة متناسب مع التواتر $\nu_{nn'}$ (أو مع العدد الموجي $\sigma_{nn'}$) للخط. وإذا كان ثمة ضرورة ، يميز بـــين الاصدار والامتصاص بسهم محمول على القطعــة العائدة له (الشـكل ١٤ - ١٤ a و b) .

$W_{n'}$ W_n a) W_n $W_{n'}$ b)

الشكل ١٤ - ١٤ . التحولات الألكترونية
a) امتصاص الطاقة
b) اصدار الطاقة

تقابل النهاية في كل السلاسل تحول الالكترون بين منسوب الابتداء الذي يتعلق بالسلسلة وبين منسوب الوصول $n = \infty$ ،الذي تصبح فيه الذرة متأينة. وخاصة ان البعد بين المنسوب الاساسي $n = 1$ والمنسوب $n = \infty$ يمثل **طاقة التأيين** W_i للذرة في حالتها الطبيعية . فيمكن إذن استنتاج هـذه الطاقة من نهاية سلاسل الامتصاص ، في نفس الوقت الذي تمكن فيه التجارب المباشرة من قياسها (٦ ، ١٧ - ٣) : وان التوافق مرض بالنسبة إلى الهدروجين مع نهاية

سلسلة ليمان » وبالنسبة إلى القلويات مع حد السلسلة الرئيسية كما تبين ذلك الارقام الآتية :

الذرة	التواتر الحدي ν_l (هرتز)	W_i المحسوبة (eV)	W_i المقيسة (eV)
Na	١و٢٥ × ١٠^١٥	٥و١٧	٥و١٣
K	١و٠٥ × ١٠^١٥	٤و٣٤	٤و١
Cs	٠و٩٤ × ١٠^١٥	٣و٨٨	٣و٩

إذا تلقت الذرة ، التي هي في سوية ما n للطاقة ، كمية من الطاقة أعلى من W_n ، أي أعلى من الطاقة اللازمة لتأيينها ، فإن الالكترون يكتسب الطاقة الزائدة بشكل حركي $\frac{m_0v^2}{2}$. ولما كانت السرعة v للالكترون الحر يمكن أن تأخذ أية قيمة كانت ، فإن الأمر كذلك بالنسبة إلى الطاقة الممتصة فوق القيمة W_n : إن القيم الموجبة للطاقة ليست مكممة . فيتوقع إذن – وذلك ما تؤيده التجربة – وجود **طيف امتصاص متصل** بالنسبة إلى التواترات التي هي أعلى من التواترات الحدّية لكل سلسلة . فهنالك فعل كهرضوئي على ذرات الغاز (راجع ٦ ، ١٦ – ٢١) . في مقابل ذلك ، إن الالكترون الحر الذي له سرعة v متجهة نحو ايون H^+ يمكن أن يتلقفه هذا الايون وان ينتهي بسوية طاقية n . فنقصان الطاقة الذي ينجم من هذا التلقف يمكن أن يوجد في اصدار إشعاع يحقق تواتره العلاقة :

$$h\nu = \frac{1}{2}m_0v^2 - W_n = W_k - W_n$$

ولما كانت جميع قيم W_k ممكنة وقيم W_n مكممة ، فإنه ينتج من ذلك أن طيف الاصدار العائد إلى التلقف هو طيف اصدار متصل يمتد إلى ما بعد حد السلسلة التي تنتهي بالسوية W_n .

د) وفقاً لما رأيناه في أ) تكون أكثرية ذرات الغاز في الحالة الأساسية في درجـة الحرارة العادية . إذن فطيف امتصاص ذرة الهدروجين يتألف فقط من خطوط سلسلة ليمان ومن الطيف المتصل ذي التواتر الأعلى . وهكذا نفهم لماذا كانت طيوف الامتصاص عامة أبسط من طيوف الاصدار : لأنها تقابل السلاسل البادئة من الحالة الأساسية . وان امتصاص خطوط سلسلة بالمر مثلاً ، لا يمكن أن يحصل بشكل محسوس إلا إذا كان عدد الذرات في الحالة الاولى المهيجة ($n = 2$) كبيراً . وتلك ليست حالة الامور في الدرجة العادية ، ولكن امتصاص خطوط بالمر يصادف في أطياف بعض النجوم ، حيث درجة الحرارة مرتفعة جداً (الشكل ١٧ — X من اللوحة ٨) . وقد رأينا (الفقرة ١٣-٦د) انه يلاحظ ذلك أيضاً في انبوب تفريغ (حيث لاتكون الذرات في توازن حراري) .

إذا أُريد بمعونة الطاقة الاشعاعية (الفقرة ١٣ - ٧) تهييج ذرات موجودة في الحالة الاساسية ، فإنه ينبغي أن يكون للشعاعة المهيجة تواتر يساوي على الأقل التواتر العائد الى اضعف تحول يبدأ من اخفض سوية . فبالنسبة الى ذرة الهدروجين هو التحول $W_2 - W_1$ ، الذي تواتره هو تواتر اول خط من سلسلة ليمان ($\lambda = 1216$ Å) . ولكن القاعدة السابقة عامـــة ، فبالنسبة الى ذرة الصوديوم مثلاً يكون الانتقال المذكور بين السويتين 3S و 3P في الشكل ١٤ - ١٠ .

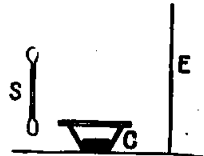
— ٥ - يمكن عمل التجربة بوضع قطعة من الصوديوم في انبوب اختبار من البيركس واحداث الخلاء فيه . فعند تسخين الانبوب تتولد ابخرة الصوديوم غير المرئية في الضوء الابيض ، ولكنها سوداء في ضوء الخطين D .

—٥— هنـاك تجربة مماثلة تعمل ببخار الزئبق . ان اشعاع مصباح بخار الزئبق بضغط منخفض (في حدود ١٠$^{-٢}$ مم من الزئبق ، والذي غلافه من الكوارتز والمهيج بتوتر يبلغ بضعـــة آلاف من الفولت ، يتألف جوهرياً من الاشعاع

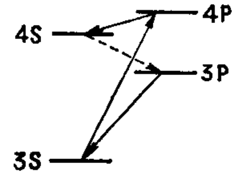
2 537Å الناجم من تحول P – S . وهذا المنبع S (الشكل ١٤ - ١٥) يولد الضوء في طبقة من مادة متفلورة منشورة على لوحة من الزجاج E . فاذا نزع الغطاء عن البوتقة C الحاوية على الزئبق والموضوعه بين S و E ، شوهدت ابخرة الزئبق ترتفع وهي تُسقط ظلاً على اللوحة ، لأنها تمتص الضوء الصادر من المصباح .

ان الذرات التي رفعت بالامتصاص الى سوية طاقية عالية (W_2 او 3P في المثالين المذكورين اعلاه) يمكن ان تعود الى الحالة الاساسية مع اصدار الشعاعة الممتصة . وهكذا تفسر ظاهرة **التجاوب الضوئي** المدروسة في الفقره ١٣-٧.

ان العودة الى الحالة الاصلية باصدار الاشعاع لا يمكن ان تحدث الا اذا كانت الذرات قليلة العدد – اي اذا كان للبخار ضغط منخفض (اقل من ١٠$^{-٣}$مم من الزئبق) – لكي لا تنتقل طاقة التهييج بالصدم الى ذرة عادية وتتحول الى طاقة حركية قبل ان تكون اعادة الاصدار قد سنح لها الوقت الكافي لتحصل . أن مزيج البخار مع غاز غريب يزيد غالباً زيادة كبيرة عدد هذه **الصدمات المزيلة للنشاط** (**أو الصدمات من النوع الثاني**) وهكذا ففي تجربة الشكل ١٤-١٥ ، يقوم اختلاط بخار الزئبق مع الهواء (او بخار الصوديوم مع غاز الاستصباح) بابطال اصدار خطوط التجاوب بدون ان يمنع امتصاصها .



الشكل ١٤-١٥ - امتصاص شعاعة فوق البنفسجية للزئبق، من قبل بخار الزئبق.



الشكل ١٤-١٦- تحول الامتصاص 3S→4P للصوديوم وتحولات الاصدار المتعاقبة .

ان ظواهر التهييج بالاشعاع هي في اغلب الاحيان اقل بساطة ، فيمكن مثلاً ان نجعل بخار الصوديوم يمتص الخط الثاني من السلسلة الرئيسية (λ = 3303 Å) وذلك يقابل التحول 3S → 4P (الشكل ١٤-١٦) . فنشاهد ان الاشعاع الذي يعاود اصداره

ليس وحيد اللون : بل هو يحوي الشعاعة المهيجة – وتلك ظاهرة تجاوب ضوئي – ولكنه يحوي ايضاً الخطين D ، فيؤلف ذلك تفلوراً يخضع لقاعدة ستوكس (الفقرة ١٣–٧) . يعني ذلك ان العودة الى الحالة الاصلية يمكن ان تحدث ايضا بواسطة السوية 3P . ولما كان التحول 4P – 3P محظوراً ، فانه يمكن مثلاً ان يحصل مرور بالسوية 4S ، لان الانتقالات 4P–4S و 4S–3P تعود الى اصدار شعاعات تحت الاحمر .

ان الخطوط التي كالخط 2537 Å للزئبق او الخطين D للصوديوم ، التي يمكن ان يسبب امتصاصها اعـادة اصدار وحيد اللون بنفس طول الموجة ، برجوع الذرة الى حالتها الاساسية ، تدعى **خطوط التجاوب** .

١٤ ـ ٧. — العلاقات العامة بين الاصدار والامتصاص في نظرية الكم . صيغة بلانك :

أ) لنتصور جملة من الذرات (او من الجزيئات) في حالة توازن حراري في إشعاع حظيرة عازلة للحرارة (كظيمة) (٢ ، ٢٠ – ٤) فهذا الاشعاع ذو الطيف المتصل (٢ ، ٢٠ – ٧) يتميز بكثافته الطاقية المنسوبة إلى واحدة التواتر u (التي تعرف مثلما عرفنا u_λ في ٢ ، ٢٠ – ٤) . هنالك عدة ظاهرات ضوئية تؤخذ بعين الاعتبار :

١ . – امتصاص الذرات في السوية W_n للشعاعة ذات التواتر ν ، وذلك برفعها الى السوية المهيجة (او المنشطة) $W_{n'}$.

$$W_{n'} - W_n = h\nu$$

ومن الطبيعي ان نقبل بأن نسبة الذرات التي تقوم بالتحول $W_n \longrightarrow W_{n'}$ في وحدة الزمن متناسبة مع u_ν ، ولكنها لا تتعلق بعدد الذرات الممتصة في وحدة الزمن، اذا كان قانون بير Beer قابلاً للتطبيق (١٦ -٣) . ففي خلال المدة dt تكون الذرات التي عددها ؛

$$dN = AN u_\nu \, dt \qquad [١٤،٣٠]$$

ستنتقل من السوية n الى السوية n' . يرمز N الى عدد الذرات الموجودة في السوية W_n . والمثل A يسمى احتمال الامتصاص .

٢ . – ان الذرات (وعددها N') التي هي في سوية الطاقة العليا $W_{n'}$ يمكن ان

تهبط الى السوية W_n مع اصدار كم اشعاع h_ν . وهذا الهبوط في النشاط يمكن ان يكون تلقائياً ، يعني انه يخضع لقانون من قوانين الصدفة . فالعدد dN'_1 من الذرات التي يصيبها هذا التحول هو :

$$dN'_1 = B_1 N' dt \qquad [٣١،١٤]$$

باعتبار B_1 احتمال الاصدار التلقائي او الطوعي .

٣ . — يمكن احداث زوال النشاط بفضل وجود الاشعاع ، ويمكن تبرير هـذا المفهوم بملاحظة انه ، وفقاً للكهرطيسية الكلاسية (الفقرة ١-٦ب) ان الهزازة التوافقية المهيجة يمكنها ايضاً ، حسب طورها ، ان تتنازل عن طاقتها او ان تأخذ طاقة من حقل الاشعاع الذي له نفس التواتر (الشكل ١٤-١٧). واذا نقلنا الامكانية المتقدمة الى نظرية الكم ، حسب مبدأ التقابل ، فانها يعبر عنها باصدار الكم $h\nu$ كما وبامتصاصه . وان العدد dN'_2 من الذرات N' التي تنتقل الى الحالة الدنيا بهذه الوسيلة في الزمن dt ، يمكن ان يكتب:

$$dN'_2 = B_2 N' U_\nu \, dt \qquad [٣٢،١٤]$$

حيث B_2 هي احتمال الاصدار . فلنقبل بأنه يساوي الاحتمال A للامتصاص. فالتوازن بين الاصدار والامتصاص يترجم بالمعادلة :

a) E → ، + −

b) E → ، + −

الشكل ١٤-١٧ - ثنائي الاقطاب المهتز a) يمتص الطاقة b) يخسر الطاقة الى الحقل الكهربائي .

$$A u_\nu = A N' u_\nu + B_1 N'$$

ومنه :

$$u_\nu = \frac{B_1}{A} \frac{1}{\frac{N}{N'} - 1}$$

تعطى النسبة بين العددين N و N' بالصيغة [٢٨،١٤] :

$$\frac{N'}{N} = \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) = \exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right)$$

ونستخرج منها عبارة u :

$$u_\nu = \frac{B_1}{A}\left[exp\left(\frac{hc}{k\lambda T} - 1 \right)\right]^{-1} \qquad [١٤،٣٣]$$

ويمكن من جهة اخرى الحصول على عبارة u_ν ابتداء من الصيغ [٢٠،١٦ مكرر] [٢٠،٢٢] و [٢٠،٢٣] من الجزء ٢ ، اي بعد ملاحظة ان

$$u_\nu \, d\nu = - u_\gamma \, d\lambda$$

وان

$$\nu \, d\lambda + \lambda \, d\nu = 0 \text{ ، لأن } \lambda\nu = c$$

$$u_\nu = \frac{\lambda^2}{c} u_\lambda = \frac{4\pi}{c} . 2\, hc^2 \lambda^{-5} \left[\exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1} \qquad [١٤،٣٤]$$

$$= \frac{8\pi h}{\lambda^3}\left[exp\left(\frac{hc}{k\lambda T}\right) - 1\right]^{-1}$$

ان الصيغتين [١٤،٣٣]و[١٤،٣٤] هما متطابقتان ، ومعنى ذلك ان المحاكمة السابقة تمكن من الحصول على قانون بلانك الذي يعبر تعبيراً صحيحاً عن توزع كثافة الاشعاع المتساوي الحرارة (٢-٢٠٢ ٤) بشرط ان :

$$\frac{B_1}{A} = \frac{8\pi h}{\lambda^3}$$

فنستخرج حينئذ من [١٤،٣١] ومن [١٤،٣٢] العلاقة

$$\frac{dN'_2}{dN'_1} = \frac{A}{B_1} u_\nu = \frac{\lambda^3}{8\pi h} u_\nu$$

ان λ و u_ν هما ضعيفتان في نطاق الضوء ، والنسبة السابقة لا تتجاوز 10^{-4} : فالاصدار المحرض مهمل امام الاصدار الطوعي .

وأما في نطاق التواترات الراديوية ، فالأمر بالعكس حيث تكون λ و u_ν اكبر بكثير وعندئذ فان الاصدار الطوعي هو المهمل امام الاصدار المتحرض .

ب) لقد رأينا في الفقرة ٤-١٦ ان طول قطارات الامواج الضوئية مرتبط بعرض الخطوط الطيفية . فلا يمكن اذن ان نقبل بأن التحولات الكية (الكوانتية) التي يرافقها اشعاع ، تحدث طوعياً ، لانه لا توجد حينئذ خطوط طيفية دقيقة .

ان نتيجة التجارب على تناقص الاصدار من قبل الذرات المهيجة (الفقرة ١٣-٧ ه) لا تفسر في نظرية الكم كما تفسر في النظرية الكلاسية (الفقرة ١٣-١٠) ففي تجارب التجاوب الضوئي نصل بسرعة الى الحالة النظامية التي يكون فيها عدد الذرات التي في الحالة المتهيجة ثابتاً ، لان الذرات المتهيجة بالامتصاص خلال فترة معينة من الزمن يساوي عددها عددَ الذرات التي يزول نشاطها باصدار شعاعة التجاوب . واذا وقفنا الاستنارة عاد التوازن الحراري لان الاصدار الطوعي ينقص بسرعة عدد الذرات المتهيجة ولان الامتصاص مهمل لان خط التجاوب له شدة ضعيفةجداً في الاشعاع الحراري. انالاصدار الطوعي ، وفقاً لـ [١٤، ٣١] ناجم عن الصدفة وتعطي المكاملة :

$$N' = N_0' \exp\ (- B_1\ t) = N_0' \exp\ \left(- \frac{t}{\theta} \right)$$

والثابتة θ ، التي هي مقلوب المثل B_1 هي مدة العمر المتوسط في الحالة المهيجة . ان سرعة اصدار الطاقة من قبل الذرات هي

$$\frac{dW}{d\,t} = (W_{n'} - W_n) \frac{dN'}{dt} = h\,\nu\ B_1\ N_0' \exp\ (- B_1\, t) \qquad [١٤، ٣٥]$$

والتناقص الاسي للاشعاع الصادر بعد التهييج لايفسر اذن بتخامد الاهتزازات الجيبية. فاذا قارنا بين العلاقتين[١٣، ٦] و [١٤، ٣٥] رأينا انه يوجد بين العمرالمتوسط وعامل التخامد العلاقة :

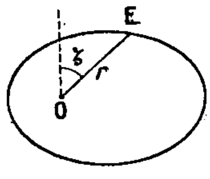
$$B_1 = \frac{1}{\theta} = \frac{k'}{2\,\pi} \qquad [١٤، ٣٦]$$

اذاً فـ B_1 يرتبط فقط بعرض خط الاصدار الطيفي .

١٤ ـ ٨ . ـــ الميكانيك الذري والاقدار المكممة . مبدأ الارتياب .

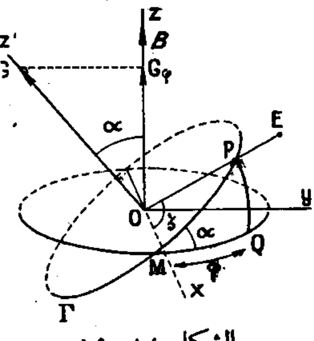
أ) لقد مكننا اعتبار المدار الدائري ، فيماتقدم ، منتحديد موقع الكترون الذرات الشبيهة بالهدروجين ، بالنسبة الى النواة، بواسطة نصف القطر r للدائرة، على ان توجيه هذه الدائرة هو على غير تحديد في الفضاء .الا انه ، وفقاً لما ذكرناه

في الفقرة ١٤ - ٥ ، في الميكانيك الكلاسي . ان محرك الالكترون حول النواة هو على العموم قطع ناقص تشغل O احد محرقيه ، وان الدائرة ليست سوى حالة خاصة منه . لذلك فان ثمة حاجة الى إحداثيين لتحديد حركة الالكترون E في مستوي القطع الناقص : وهما الزاوية ζ (الشكل ١٤ - ١٨) التي يصنعها الشعاع الحامل OE مع منحى ثابت اختياري يمر من O، والطول $r = OE$.



الشكل ١٤ - ١٨
احداثيا الإلكترون E : r و ζ في مستو .

ان مستوي القطع الناقص لا يتعين بمجرد معرفة وجود قوة مركزية بين O و E ، اي اذا كان الفراغ متشابه المناحي تماماً حول الذرة . لكن تشابه المناحي هذا يزول اذا اصبحت الذرة مثلاً تحت تأثير حقل تحريض مغناطيسي B ، ذي منحى معين مؤثر في حركة الالكترون (٦ ، ١٤ - ٣) ، فينبغي حينئذ ان يؤخذ بعين الاعتبار توجيه المحرك بالنسبة الى منحى B . وذلك يُدخل احداثياً جديداً لتحديد موقع E .



الشكل ١٤ -١٩
احداثيات الالكترون في الفراغ

فلنتخذ استقامة موازية للشعاع B محوراً Oz للزاوية الثلاثية للاحداثيات (الشكل ١٤ - ١٩) ولنرسم كرة نصف قطرها يساوي الواحد ، حول نواة الذرة الموضوعة في O . ان مستوي محرك الكترون E يقطع هذه الكرة بالدائرة العظمى Γ والمستوي الاستوائي (العمود على Oz) وفقاً لـ OM ؛ و OP هو نصف قطر Γ الموجه نحو الالكترون . ان الزاوية التي تحدد وضعية الالكترون يمكن ان تحسب ابتداء من OM ، ولتكن

$\zeta = \widehat{MOP}$. وأخيراً فلتكن Q نقطة التقاطع بين خط الاستواء وخط الزوال المار من P .

ان توجيه المحرك يتحدد بالزاوية $\alpha = \widehat{PMQ}$ التي هي ايضاً الزاوية التي يؤلفها مع Oz الناظم Oz' على مستوى المحرك .

لما كان منحيا المحورين Oz و Oz' يظلان في اثناء الحركة ثابتين في الفضاء ، فان العزم الحركي (٢ ، ١٢ - ٢) للالكترون بالنسبة الى هذين المحورين يظل ثابتاً . ونذكر بأن مقدار العزم الحركي $\vec{G}$ العائد الى Oz يبلغ مقداره :

$$G = m_0 r^2 \frac{d\zeta}{dt} \qquad [١٤ ، ٣٧]$$

وأنه يمكن تمثيله بشعاع محوري محمول على Oz' . فلنتخذ محوراً للسينات المنحى OM ومحوراً للعينات العمود على Ox في المستوي الناظم على Oz . ان وضعية الالكترون ، بدلاً من ان تتعين بالاحداثيات r, ζ, α يمكن ان تتعين بالاحداثيات القطبية r, θ, φ في الثلاثية Oxyz . ويرى في الشكل ١٤-١٩ ان الزاوية $\varphi = \widehat{MOQ}$ هي مرتسم الزاوية ζ على المستوي الاستوائي . ان العزم الحركي G_φ للالكترون بالنسبة الى المحور الثابت Oz هو مرتسم G على Oz .

ان الطاقة W والعزم الحركي بومرتسمه G_φ هي ثوابت الحركة .

ب) ان نظرية بور ، التي شرحت في الفقرة ١٤ - ٤ بشكلها البدائي ، قد عممت على الحركات التي سقناها والتي هي اشد تعقيداً ، وذلك بفضل تعميم شروط كالتي في [١٤ ، ٢٦] على العزمين G و G_φ . ولم يمكن اجراء هذا التعميم بدون ادخال فرضيات اضافية . ثم ان النظرية تجمع في مبدئها نفسه ، الميكانيك الكلاسي مع شروط (تكميم) هي غريبة عنه ، فتؤلف جملة لا يُرضى عنها كثيراً ولن نتعرض لشرحها . ويوجد الآن ميكانيك الكم جيد التلاؤم مع

المشاكل الذرية يؤلف كلاً متوابطاً وسنرى مبادئه في الجزء ٨ ، ولكننا لن نعطي هنا سوى بعض نتائجه التي تمكننا من تفسير الوقائع الطيفية .

ان ميكانيك الكم يسمح لنا بتنبؤ صحيح ببعض الاقدار التي تدخل في الحركة ويسمح فقط بتنبؤات احصائية فيما يتعلق بالاقدار الاخرى . وهذا ناجم عن **مبدأ الارتياب** الذي هو أساس في ميكانيك الكم ، الذي ، لدى تعميمه لنتيجة تفرضها بعض التجارب ، يؤكد بأنه من المستحيل ان نثبت في آن واحد وبيقين كامل ، قيمة احدى احداثيات موقع جسيم وقيمة المركبة المقابلة لسرعته . او **بعبارة أدق** : اذا كانت Δx تمثل الارتياب الذي عرفت به الاحداثية x لألكترون كتلته m_0 و Δv_x الارتياب الذي يصيب مركبة سرعته وفقاً لمحور السينات ، فان جداء هذين الارتيابين محدد بالشرط :

$$\Delta x . \Delta v_x \geqslant \frac{h}{2\pi m_0} \qquad [١٤ ، ٣٨]$$

وهذه الصيغة [١٤ ، ٣٨] تسمى : **علاقة الارتياب**[١]. ونتيجتها ان تمثيل الحركات الالكترونية بمحارك خطية ، يكون لكمية الحركة عليها قيمة محددة في كل نقطة ، امر مستحيل من حيث الدقة والضبط .

هـ) لندرس بعد ذلك حركة الكترون ذرة الهدروجين . ان عبارة الطاقة الكامنة وعبارة الطاقة الحركية تُعطيان في ميكانيك الكم ، كما هما في الميكانيك الكلاسي ، بالصيغتين [١٤ ، ١٨] و [١٤ ، ١٧] . سوى ان معادلات الحركة لا تعين موقع الالكترون في نقطة احداثياتها r و θ و φ ، وانما تعين احتمال وجوده في عنصر من الحجم يحيط بهذه النقطة ، فقط . تبين المعادلات عن وجود حالات استقرارية ينبغي ان لايتعلق فيها الاحتمال المتقدم بالزمن . ونجد عندئذ انه في كل حالة من تلك الحالات تكون الطاقة الكلية W ثابتة ولها قيمة معينة تماماً . وان مجموع هذه القيم يؤلف تسلسلاً منقطعاً ، يعطي هنا بالصيغة :

(١) انظر الفقرة ١٩ ــ ٥ .

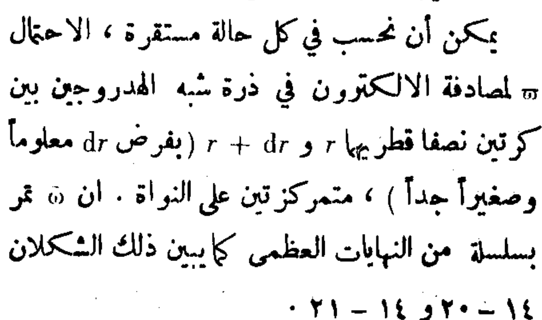
$$W_n = -\frac{m_0\, e^4}{8\, \varepsilon_0^2\, h^2}\, \frac{1}{n^2} \qquad [١٤،٢٣]$$

وهي تتعلق بالعدد n المسمى **بالعدد الكمي الرئيسي** . ويمكن ان يأخذ جميع القيم الصحيحة ابتداءً من الواحد . وان قيم الطاقة هذه التي نحصل عليها بدون فرضية خاصة هي بالفعل نفس القيم التي تعطيها نظرية بور (الفقرة ١٤-٥ ج) .

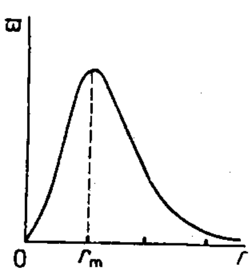
ان طويلة العزم الحركي G للألكترون بالنسبة الى النواة ، هي في الحالات الاستقرارية قدر محدد تماماً كالطاقة . ويتبين ان G يمكن أن تأخذ سلسلة متقطعة من القيم معطاة بالصيغة :

$$G = \sqrt{l\,(l+1)}\ .\ \frac{h}{2\pi} \qquad [١٤،٣٩]$$

حيث ترمز l إلى عدد صحيح هو **العدد الكمي السمتي** (او المحركي) الذي يمكن أن يأخذ ، في كل حالة مستقرة درجتها n ، n قيمة فقط : $0, 1, \ldots, n-1$. وكل قيمة للطاقة (أي لـ n) يقابلها هكذا عدة حالات مختلفة من الحركة للإلكترون تتميز بقيمة G : فهنالك **انحلال** (٣ ، ٥ - ٥) وخلافاً للأقدار المتقدمة ، ان موقع الالكترون وسرعته ليسا معلومين الا بتوابع توزيع ، وذلك بنتيجة علاقات الارتياب .



يمكن أن نحسب في كل حالة مستقرة ، الاحتمال ϖ لمصادفة الالكترون في ذرة شبه الهدروجين بين كرتين نصفا قطريهما r و $r + dr$ (بفرض dr معلوماً وصغيراً جداً) ، متمركزتين على النواة . ان ϖ تمر بسلسلة من النهايات العظمى كما يبين ذلك الشكلان ١٤ - ٢٠ و ١٤ - ٢١ .



الشكل ١٤ - ٢٠ الاحتمال ϖ لوجود الالكترون على البعد r من نواة الذرة H (n=1)

د) فلنعتبر بصورة خاصة ، الحالة الاساسية لذرة الهدروجين المقابلة لأخفض سوية للطاقة في الصيغة

[١٤ ، ٢٣] فيكون لدينا $n=1$ ، ومنه $l=0$ و $G=0$ ولما كان العزم الحركي للالكترون معدوماً بالنسبة الى النواة ، فان السرعة لايمكن ان تكون إلا شعاعية ، ولتكن v_r . ففي العبارة العامة للطاقة :

$$W = W_k + W_p = \frac{m_0 v_r^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 r} \qquad [١٤ ، ٤٠]$$

ليست r و v_2 قدرين محددين في آن واحد ، ولكن قيمتيها الوسطيتين $\bar{r}$ و $\bar{v_r}$ لا يمكن طبعاً ان تكونا اصغر (بالترتيب) من قيمتي الارتيابين Δr على الموقع و Δv_r على السرعة . وهذان الارتيابات هما مرتبطان بالصيغة [١٤ ، ٣٨] إذن يوجد بين $\bar{r}$ و $\bar{v_r}$ العلاقة :

$$\bar{r} \cdot \bar{v_r} = \frac{h}{2\pi m_0}$$

نستخرج من هذه العلاقة الأخيرة قيمة (v_r^2) التي نضعها في العلاقة [١٤ ، ٤٠]

$$W = \frac{h^2}{8\pi m_0 \bar{r^2}} - \frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 \bar{r}}$$

و W هي القيمة الصغرى العائدة الى الحالة الاساسية من اجل القيمة $\bar{r_m}$ لـ $\bar{r}$ التي تعدم المشتق ، أي :

$$\bar{r_m} = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m_0 e^2}$$

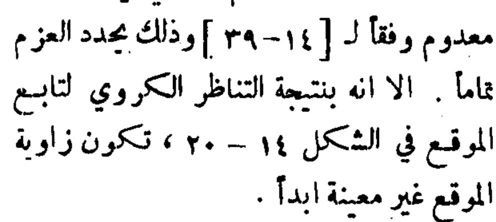
وهكذا نجد قيمة القطر لأصغر مدارات بور ، المعطى بالعلاقة [١٤ ، ٢٤] والقيمة [١٤ ، ٢٣] لـ W من اجل $n = 1$. وبالرغم من هذا التشابه ، فان تمثيلي الحركة في الميكانيك الكلاسي وفي ميكانيك الكم هما مختلفان جداً . ان الاحتمال ϖ قد مثل في الحالة الاساسية بمنحني الشكل ١٤ ، ٢٠ . وهو يمر بنهاية عظمى من اجل $r = r_m$ ولكنه يحتفظ بقيمة منتهية وان كانت صغيرة جداً ، وذلك من جهة في جوار النواة ، ومن جهة أخرى على بعد اكبر بكثير من r_m . وهذه النتيجة الأخيرة غير مقبولة في الميكانيك الكلاسي : ان الطاقة الحركية لايمكن

ان تكون سلبية وان الالكترون لا يمكنه أن يبتعد عن النواة بعداً يفوق البعد الذي تصبح فيه طاقته الكامنة أكبر من طاقته الكلية ، أي حسب (٤٠،٩٤) $r > 2\, r_m$. ومن جهة ثانية ان r_m لا يمثل أبداً نصف قطر محرك دائري حتى ولو كان هذا المحرك معيناً تعييناً غير تام ، لأن السرعة في الحركة الدورانية تكون مماسية ، في حين أننا رأينا أنها شعاعية ، اذاً فالمحرك شعاعي أيضاً . لتفسير نتائج النظرية ينبغي ان نتذكر الصفة الاحصائية التي لعـدد كبير من القوانين الذرية (٢ ، ٩ – ٨) . ان منحني الشكل ١٤ – ٢٠ هو نفسه صالح من أجل جميع المناحي المحيطة بـ O : ان توزع الالكترون له في المتوسط تناظر كروي ، ويعني ذلك أننا اذا اعتبرنا عدداً كبيراً من ذرات الهدروجين في الحالة الأساسية ، فان مناحي الحركة الشعاعية للالكترونات ستكون متوزعة على الصدفة ولا يكون في المجمل أي منحى مفضل .

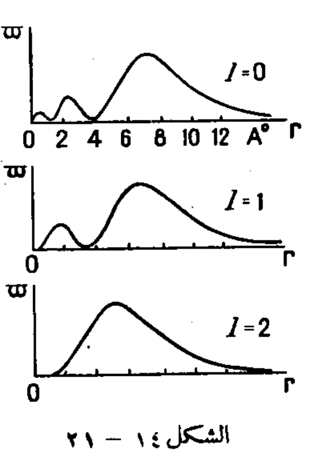
هـ) لقـد ذكرنا في أ) أن ذرة شبه الهدروجين التي تتحرك في حقل قوى مركزية ، يحتفظ عزمها الحركي G بمنحى وقيمة ثابتتين أثناء الحركة . ويمكن البرهان في ميكانيك الكم (الجزء ٨) على أن G ليس لها في جميع الأحوال كل مستلزمات المتجهة . وسنكتفي بالبرهان على ذلك هنا بتطبيق لمبدأ الارتياب .

إن متحول الموقع ، المشارك لـ G هو زاوية الدوران حول منحى G . وان جداء الارتيابات على هـذه الزاوية بالارتيابات التي على G يخضع لعلاقة شبيهة بـ [١٤،٣٨] فينتج من ذلك انه لا يمكن على العموم أن يعرف بالضبط وفي آن واحد طويلة G ومنحاها . لأنه لو كان الأمر ممكناً لأمكن معرفة منحى محور الدوران بالضبط ، ولما كانت كمية الحركة في هذا المنحى معدومة ، فانهـا تصبح معروفة بالضبط . الا ان الارتياب على موقع الدقيقة في المنحى المذكور ليس على العموم غـير متناه ، اذاً فالعلاقة [١٤،٣٨] لا يمكن أن تتحقق .

مثال ذلك ان العزم الحركي في الحالة الاساسية لذرات أشباه الهدروجين معدوم وفقاً لـ [١٤-٣٩] وذلك بحدد العزم تماماً . الا انه بنتيجة التناظر الكروي لتابع الموقع في الشكل ١٤ - ٢٠ ، تكون زاوية الموقع غير معينة ابداً .

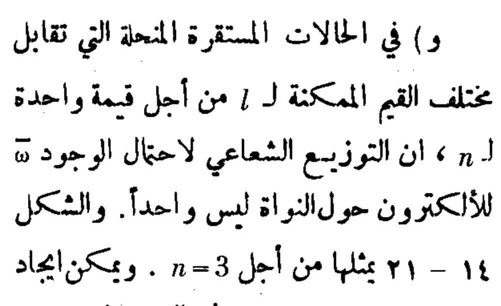


يوجد في الفقرة ١٤ - ٩ أمثـــلة أخرى للمحاكمة المتقدمة .



الشكل ١٤ - ٢١
الاحتمال $\bar{\omega}$ للعثور على الالكترون على بعد r من نواة الذرة $(r = 3)$ H

و) في الحالات المستقرة المنحلة التي تقابل مختلف القيم الممكنة لـ l من أجل قيمة واحدة لـ n ، ان التوزيع الشعاعي لاحتمال الوجود $\bar{\omega}$ للألكترون حول النواة ليس واحداً . والشكل ١٤ - ٢١ يمثلها من أجل $n = 3$. ويمكن ايجاد تقابل (غير دقيق) بين هذه التوزيعات من جهة وبين المحارك الالكترونية للنظرية البدائية ، وهي قطوع ناقصة يزداد انتفاخها كلما كبرت l (الشكل ١٤ - ٢٢) ، ولكنه يلاحظ انه في النظرية القديمة كان العدد الكمي المشارك لـ G وفقاً لـ [١٤-٢٦] يتغير من الواحد الى n بينما انه في النظرية المضبوطة يتغير من الصفر الى $n - 1$ وفقاً لـ [١٤-٣٩] . وهكذا فان النظرية القديمة كانت تقصي المحارك المستقيمة المتجهة نحو النواة ، والتي هي مع ذلك واجبة كما رأينا في د) ، وتعتبر بعكس ذلك محارك دائروية (الفقرة ١٤ - ٥) تتعلق بـ $n = \sqrt{l(l+1)}$ والتي ليس لها معادل في ميكانيك الكم .



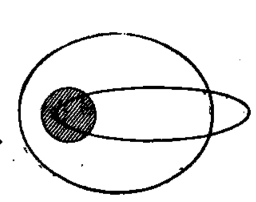
الشكل ١٤ - ٢٢
المحارك الاهليلجية العائدة الى حالة الشكل ١٤ - ٢١

٢٤ ـ ٩ . ـــ تفسير طيف العناصر القلوية .

من المعلوم ان ذرات المعادن القلوية تفقد ألكتروناً بسهولة وتحدث في المحاليل المائية ايونات وحيدة المكافيء . ولما كان قانون كولون يدل على ان الطاقة الكامنة للالكترون تكون اكبر بالقيمة المطلقة كلما كان الالكترون أقرب الى النواة ، فانه يقال ان الالكترونات الشديدة الصلة بالنواة تؤلف **الطبقات العميقة** للذرة، و**الطبقة السطحية** هي الحاوية ، في حالة القلويات على الالكترون المسمى **الكترون التكافؤ** .

ينظر الى السلاسل الطيفية للمعادن القلوية على أنها ناجمة من انتقالات الكترون التكافؤ ، الذي يسمى أيضاً لهذا السبب بـ **الالكترون الضوئي** . وخلافاً لما يحدث في ذرات أشباه الهدروجين ، لا ينتقل هذا الالكترون في حقل قوة مركزية وحيدة . والالكترونات الاخرى للذرة ، التي تقع في الطبقات العميقة تؤلف مع النواة جملة تسمى أحياناً **قلب الذرة** وهو لا يمكن تشبيهه بشحنة نقطية ويولد الحقل الذي ينتقل فيه الالكترون الضوئي . وهـــذا الحقل لا يخضع لقانون كولون الا بشكل تقريبي على بعد كبير كبراً كافياً ، حيث انه ناجم عن الشحنة e التي هي الفرق بين الشحنة Ze + للنواة والشحنة e $-(Z-1)$ لألكترونات القلب (ويقال حينئذ أن الكترونات القلب تحدث **فعل حاجز**) فينتج من ذلك أن مختلف حالات الالكترون العائدة الى مختلف قيم العـــدد الكمي الحركي l ، من أجل قيمة معينة للعدد الكمي الرئيسي n ، ليس لها نفس الطاقة : لم تعد هـــذه الحالات منحلة كما هي الحال في ذرات أشباه الهدروجين . والواقع ان الشكل ١٤ – ٢١ يرينا أنه لدى ازدياد قيمة l : فان احتمالات وجود الالكترون بالقرب من النواة تتناقص ويقترب الحقل الذي يخضع له من حقل كولوني . ففي الصورة الحركية يترجم ذلك بالتمثيل الآتي .

(الشكل ١٤ ـ ٢٣) بحيث مثل القلب بدائرة مخططة (مظللة) متمركزة على النواة ، والمحارك الاصلية تدخل فيه دخولاً متزايداً كلما كبر التباعد المركزي ، أي كلما كان عزمها الحركي أضعف كما يلي :



الشكل ١٤ – ٢٣ قلب الذرة ومحارك إلكترون ضوئي

يقابل كل زوج من العددين n و l اذاً سوية للطاقة ، ويمكن أن تكتب الحدود الطيفية [١٤، ١١] :

$$T = \frac{R'}{n - \delta\,(l)}$$

والحد التصحيحي $\delta(l)$ الذي يمثل ابتعاد الحد T عن حد طيفي من أشباه الهدروجين ينبغي دوماً ان يطرح من n كما تدل دراسة الطاقة الكامنة للالكترون . فوفقاً لما قلنا ، يتناقص $\delta\,(l)$ عندما تزداد l . وندرك أيضاً أنه اذا كانت l معينة ، فان $\delta\,(l)$ يكبر كلما كان العدد $Z - 1$ لالكترونات القلب أكبر ، أي كلما كان المعدن القلوي أثقل . تؤدي هذه الاعتبارات الى اجادة انتخاب الاعداد التجريبية التي توجد في مخارج الحدود الاولى للصيغ [١٤، ٤] الى [١٤، ٧] ؛ وهذه الحدود تمثل الحدود الطيفية الأخفض من كل سلسلة . والجدول ١٤ – ٢ يعطي الاعداد التجريبية $n-s$ ، $n-p$ ، ... المسماة أحياناً **بالأعداد الكمية الفعلية** ، والاعداد الصحيحة n والتصحيحات $\delta(l)$.

ان أخفض حد طيفي لكل سلسلة من كل معدن قلوي لا يقابل اذن القيمة $n = 1$ ، وانما القيمة المعطاة في هذا الجدول . مثلاً ان الصيغ [١٤، ١٣] العائدة الى الصوديوم تبين ان حدود الصوديوم تبدأ في $n = 3$. ويقابل الحدود nS ، nP ، nD ، aF اذاً على الترتيب القيم ٠، ١، ٢، ٣ ... من العدد الكمي المداري l .

الجدول ١٤ - ٢

الاعداد الكمية الفعلية للذرات القلوية

المعدن	Z	$n-s$	n	$\delta(0)$	$n-p$	n	$\delta(1)$	$n-d$	n	$\delta(2)$	$n-f$	u	$\delta(3)$
Li	٣	١,٥٩	٢	٠,٤١	١,٩٦	٢	٠,٠٤	٣,٠	٣	٠	٤,٠	٤	٠
Na	١١	١,٦٤	٣	١,٣٦	٢,١٢	٣	٠,٨٨	٢,٩٩	٣	٠,٠١	٤,٠	٤	٠
K	١٩	١,٧٧	٤	٢,٢٣	٢,٢٣	٤	١,٧٣	٢,٨٥	٣	٠,١٥	٣,٩٩	٤	٠,٠١
Rb	٣٧	١,٨٠	٥	٣,٢٠	٢,٢٨	٥	٢,٧٢	٢,٧٧	٤	١,٢٣	٣,٩٩	٤	٠,٠١
Cs	٥٥	١,٨٧	٦	٤,١٣	٢,٣٣	٦	٣,٦٧	٢,٥٥	٥	٢,٤٥	٣,٩٨	٤	٠,٠٢

ان قاعدة الاصطفاء التي في الفقرة ١٤-٣ ج يعبر عنها اذن بالشرط :

$$\Delta\ l = \pm 1 \qquad [١٤,٤١]$$

ان العدد الكمي المداري لا يمكن أن يتغير الا بمقدار الواحد .

وان فرق المظهر بين خطوط السلاسل الضيقة والمنتثرة (الشكل ١٤-٥) هو ناجم عن فعل شتارك (الفقرة ١٣ - ١٠ ج) والخطوط الاولى ناجمة عن تحولات بين سويات أعمق للذرة هي بالنتيجة أقل تأثراً بالمؤثرات الخارجية .

١٤ - ١٠ . — التكميم في الفراغ .

أ) يطلق هذا الاسم على قواعد التكميم المتعلقة بآخر ثابتة من ثوابت الحركة في الميكانيك الكلاسي ، وهي العزم الحركي G_z حول المنحى المفضل فيزيائياً والمتخذ محوراً لـ Oz . وهـذا المنحى هو مثلاً ، منحى حقل قوىً قادرة على التأثير في الالكترون .

هنالك حالة مهمة وهي التي يكون فيها Oz هو منحى حقل تحريض

مغناطيسي ، وسبب ذلك هو أنه في الدقيقة المشحونة يجر وجود عزم حركي وجود عزم مغناطيسي له معه علاقات بسيطة. فمن المعروف مثلاً (٦، ١٤–١١) أن الالكترون اذا كان في حالة حركة على مدار دائروي نصف قطره r بسرعة زاوية منتظمة ω ، فان له العزم الحركي :

$$\vec{G} = m_0 r^2 \omega$$

والعزم المغناطيسي المداري[١]

$$\vec{\mathcal{M}} = \frac{er^2 \omega}{2} = -\frac{eG}{2m_0} \qquad [١٤، ٤٢]$$

$\vec{\mathcal{M}}$ متجهة محورية مثل $\vec{G}$ وموازية لها . ولكنها تعاكسها في الجهة لأن الشحنة e سالبة .

ان طاقة العزم $\vec{\mathcal{M}}$ في حقل للتحريض $\vec{B}$ هي (٦، ١٤–١٩)

$$W = -\vec{\mathcal{M}}\vec{B} = \frac{eGB}{2m_0} \cos\alpha \qquad [١٤، ٤٣]$$

حيث α هي الزاوية التي يؤلفها منحى $\vec{\mathcal{M}}$ مع منحى $\vec{B}$ ، أو أيضاً المنحى المعاكس لـ G مع منحى B . وان الانقطاع الذي يعتري قيم α هو الذي يعبر عن التكميم في الفراغ . ويعطي ميكانيك الكم من أجل الحالات المستقرة لذرة الهدروجين العبارة

(١) كنا قد اعتبرنا في الجزء ٦ ، الفقرة ١٤–١١ ، العزم المغناطيسي الكولوني j ، المرتبط بالعزم الأمبيري الذي نستخدمه هنا، بالعلاقة $\mathcal{M}$. $j = \mu_0$ وسنرمز الى هذا العزم الاخير بـ $\mathcal{M}$ لا بـ m مثلما فعلنا في الجزء ٦ ، تجنبا لكل التباس مع الكتلة m_0 للالكترون .

$$G_z = m \frac{h}{2\pi} \qquad [١٤، ٤٤]$$

حيث m هو عدد صحيح وهو **العدد الكمي المغناطيسي** الذي لا يمكن أن يأخذ الا $2l+1$ قيمة أي : $-l$ ، $-l+1$ ، .. 0 .. ، $l+1$ ، l . والعزم الحركي G_z ليس له طويلة فحسب بل أن له منحىً معيناً تماماً . ولكن تابع وجود الالكترون هو دوراني حول المحور Oz ، اذن فالزاوية φ غير معينة بالكلية . وذلك مطابق لمبدأ الارتياب .

تمثل G_z في الميكانيك الكلاسي مرتسم G على Oz ، ويمكن أن تتخذ α أية قيمة كانت ، وتدل المقارنة بين الصيغتين [١٤، ٣٩] و [١٤، ٤٤] ان α في ميكانيك الكم لا يمكن أن تتخذ من القيم الا ما كان معطىً بالعلاقة .

$$\cos \alpha = \frac{G_z}{G} = \frac{m}{\sqrt{l(l+1)}} \qquad [١٤، ٤٥]$$

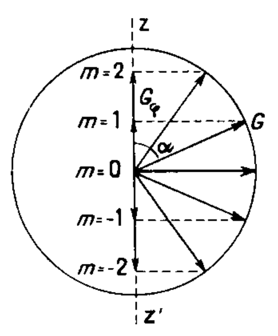
فهذه الزاوية لا يمكن اذن ان تكون معدومة لأن القيمة العظمى لـ m هي $l < \sqrt{l(l+1)}$. وهذه هي ايضاً نتيجة من نتائج مبدأ الارتياب : فاذا كان العزم الحركي الكلي في الواقع يمكن أن يكون مساوياً لمركبته في منحىً ما (هو هنا Oz) فانه يكون معروفاً تماماً بالقيمة وبالمنحى ، وذلك مخالف لعلاقات الارتياب[1] (الفقرة ١٤-٧ هـ) .

يبين الشكل ١٤-٢٤ العلاقات بين G و G_z من أجل $l = 2$ ، $l(l+1) = 6$. وكلما ازدادت القيم التي يأخذها العدد l ، فان $\sqrt{l(l+1)}$ يصبح

---

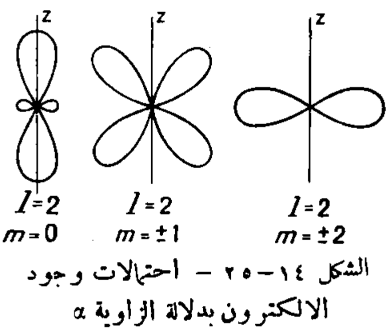
(١) خلافاً لذلك ، أن كون طويلة G واحدى مركباتها G_z هما معروفتان تماماً . لا يتعارض مع مبدأ الارتياب، لأن المعرفة الكاملة لـ G تعطيها مثلا معرفة طويلة واثنتين من مركباتها ، وأما الثالثة فيمكن أن تحسب بالعلاقة $G^2 = G_x^2 + G_y^2 + G_z^2$.

أشد قرباً من l ، وتصبح قيم α أكثر تعدداً ، ووفقاً لمبدأ التقابل يصبح التمثيل البياني للشكل ١٤-١٩ تقريباً جيداً .



الشكل ١٤-٢٤ - التكميم في الفضاء للعزم الحركي G .

على أن هـذه الصور ذات الدقة البالغة لا تعطينا مع ذلك الا فكرة تقريبية عن نتائج ميكانيك الكم . ان الشكل ١٤ - ٢٥ يمثل احتمال وجود الالكترون بدلالة الزاوية α ، من أجل $l = 2$ ، ويرى أنه من أجل $m = 0$ مثلاً يظل الالكترون خصوصاً في جوار المحور Oz ويعود ذلك فعلاً الى عزم حركي عمودي تقريباً على هذا المحور .



الشكل ١٤-٢٥ - احتمالات وجود الالكترون بدلالة الزاوية α

ب) ان البرهان المباشر على التكميم الفراغي لحالات الطاقة تعطينا اياه تجارب غرلاخ وشترن Gerlach و Stern (١٤٠٦-١٢) .

ويستخرج برهان غير مباشر من دراسة التحللات التي يحدثها حقل مغناطيسي او حقل كهربائي على الخطوط الطيفية التي تصدر بالانتقال بين حالتين : فعل زيمان (١٣ - ٨) وفعل شتارك (١٣ - ٨د) .

١٤ ـ ١١. ـــ تفسير فعل زيمان وفعل شتارك :

أ) يعطينا التكميم في الفراغ بسهولة تفسير فعل زيمان النظامي . نستخرج من الصيغتين [١٤،١٤] و [١٤-٣٩]

$$G \cos \alpha = G \varphi = \frac{mh}{2\pi}$$

فلندخل هذه القيمة في العبارة [١٤، ٣٧] لطاقة الالكترون في حقل مغناطيسي فينتج :

$$W_m = \frac{eh}{4 \pi m_0} m B \qquad [١٤، ٤٦]$$

ولما كان العدد m يمكن أن يتخذ $2l + 1$ قيمة مميزة عن بعضها ، فان الامر هو كذلك أيضاً في شأن الطاقة W_m . وهذه تنضاف الى الطاقة الخاصة بكل سوية ، لذلك فإن كل سوية وبالنتيجة كل حد طيفي ينقسم بتأثير الحقل المغناطيسي الى من تحت $2l + 1$ السويات ، لا تختلف طاقتها الا قليلاً ويزداد تباعدها عن بعضها مع B (الشكل ١٤-٢٦) .

وعندما يكون الحقل معدوماً ، تكون طاقات تحت ـ السويات متساوية ، فهي منحلة . راجع الفقرة ١٤ - ٨ ج) .

الشكل ١٤-٢٦-تباعد تحت السويات الزيمانية

واذا كانت $l = 0$ ، لا تنقسم السوية، واما من أجل $l = 1$ فهنالك ثلاث سويات تحتية $(m = -1, 0, +1)$ ومن أجل $l = 2$ توجد خمس سويات تحتية $(m = -2, -1, 0, 1, 2)$. وكل هذه السويات التحتية متساوية الابعاد ، وبعدها هو حسب [١٤، ٤٦] :

$$\Delta W_m = \frac{eBh}{4 \pi m_0} = 9{,}24.10^{-28} B \text{ joules} \qquad [١٤، ٤٧]$$

اذن فالخط الذي تواتره ν والذي يقابل انتقالاً قدره $W' - W$ في حالة الخلو من الحقل المغناطيسي ، يمكن ان يتحلل الى خطوط تواتراتها معطاة بالعلاقة العامة [١٤، ٢٩] ، أي :

$$h\nu = (W' + m' \Delta W_m) - (W + m \Delta W_m) = h\nu_0 + (m' - m) \Delta W_m$$

واذا لاحظنا ان تواتر تقهقر لارمور Larmor (١٤،٦–١١) هو

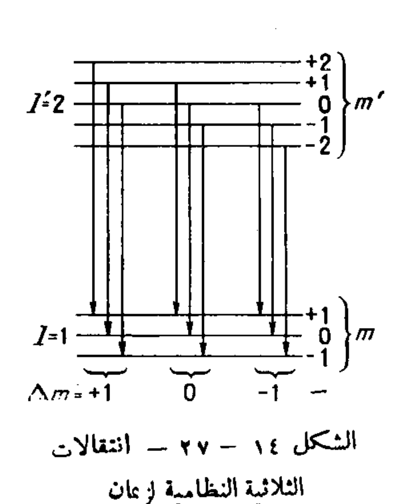
$$f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} = \frac{eB}{4\pi m_0}$$

رأينا أن العلاقة المتقدمة يمكن ان تكتب :

$$h\nu = h\nu_0 + (m'-m)\, h f_p \qquad [\text{١٤،٤٧ مكرر}]$$

فهذه الصيغة تمكن من توقع ثلاثية زيمان التي تلاحظ اذا كان الخط الأصلي يقابل الانتقال من $l = 0$ الى $l = 1$ ، لأنه يكون عندئذ لـ m قيمة واحدة ولـ m' ثلاث قيم . الا أن هذه ليست الحالة الشائعة دوماً ، ما دام الخط $H\alpha$ مثلاً ، ناجماً عن الانتقال من $l = 3$ الى $l = 2$.

ولكي نفسر لماذا لا نحصل في جميع الاحوال الا على ثلاثة خطوط فقط ، يكفي بأن نقبل بأن $m' - m$ لا يمكن ان تأخذ الا القيم : صفر و +١ و –١ فنرى عندئذ على الشكل ١٤ – ٢٧ مثلاً ، أنه يوجد تسعة انتقالات ممكنة ، ولكن بنتيجة تساوي الابعاد بين تحت السويات في كل سوية ، فان لهذه الانتقالات نفس القيم ثلاثاً ثلاثاً .



الشكل ١٤ – ٢٧ – انتقالات الثلاثية النظامية لزيمان

تمكن الصيغة [١٤،٤٧] من حساب تباعد خطوط الثلاثية النظامية :

$$\Delta\sigma = \frac{\Delta W_m}{hc} = 0{,}467\, B\, cm^{-1}$$

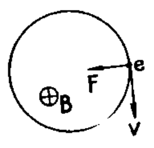
حيث B هي مقدرة بالفيبر/م٢ .

ب) ان قاعدة الاصطفاء او الاختيار

$$\Delta m = 0, \quad \pm 1 \qquad [١٤،٤٨]$$

يوحي بها مبدأ التقـــابل (الفقرة ١٤–٥) الذي يمكـّن في الوقت ذاته من فهم الاستقطاب الذي يلاحظ في الخطوط . فلننظر اذن كيف كان الميكانيك الكلاسي يسعى في تفسير فعل زيمان . ان الالكترون الذي يرسم مداراً تحت تأثير حقل قوىً مركزي ، والذي يصدر شعاعةوحيدة اللون تواترها يساوي تواتر دورانه ، له حركةيمكن اعتبارها ناجمة عن ثلاث مركبات توافقية لها نفس التواتر : تنتقي احداها في منحى حقل التحريض المغناطيسي B والاخريان في منحيين عموديين وفي مستوىً P ناظمي على B . وهاتان الاخيرتان تعطيان بتحصيلها اهتزازاً اهليلجياً يمكن اعتباره أيضاً ناتجاً من اهتزازتين دائريتين متعاكستين (الشكل ١٢–١٢) . ولما كانت B محور دوران و P مستوى تناظر (٦ ، ٨–٩) فان التحليل السابق مطابق لتناظر الحقل المغناطيسي .

ان الحقل المغناطيسي لايؤثر في مركبة الحركة الموازية له، وذلك وفقاً لشكل قانون لورنتز (٦ ، ١٢ – ٣) . واما على المركبات الدائروية العمودية على B ، فان قانون لورنتز هو $F = B\, e\, \omega r$ (الشكل ١٤–٢٨) وهي نابذة او جابذة حسب جهة الحركة على الدائرة . ومعادلة الحركة في حال عدم وجود الحقل هي :



الشكل ١٤–٢٨
قوة لورنتز

$$4\,\pi^2 f^2 m_0\, r = kr$$

حيث k هو عامل ترجيع (اعادة) ، تصبح عند وجود الحقل :

$$4\,\pi^2 f'^2 m_0 r = kr \pm 2\,\pi f' B\, er,$$

ومنه

$$f' - f \simeq \pm \frac{Be}{4\,\pi\, m_0} \quad \text{او} \quad f'^2 = f^2 = \pm \frac{Be\, f'}{2\,\pi\, m_0}$$

وذلك هو بالضبط تواتر لارمور . فنرى ان F هي جابذة ، اذاً $f' - f$ موجب من اجل المركبة الدائروية التي هي من نفس جهة التيار المغنط . فلها اذن تواتر متزايد .

فلنلاحظ عندئذ الاشعاع المصدر في استقامة B ؛ ان المركبة المستقيمة الموازية لـ B لاتشع في هذه الاستقامة (الفقرة ١٣–٨) ولا يلاحظ خط له تواتر اصلي ν وانمـــا خطان يعودان الى المركبتين الدائريتين ، وتواترهما $\nu \pm \frac{Be}{4\,\pi\, m_0}$ ، وهما مستقطبتان دائرياً ، لننظر الآن في استقامة عموديةعلى الحقل ، ان اشعاع المركبة الموازية لـ B يظهر

ويتمثل : اذ يلاحظ خط تواتره ν يهتز موازياً لـ B ، ثم ان المركبات الدائرية ترى من حرفها فتعطي خطوطاً مستقطبة استقطاباً مستقيماً عموديا على B . وهكذا نجد جميع النتائج التجريبية التي يلخصها الشكل المبسط ١٣-١٩ .

يلعب مفعول زيمان دوراً هاماً في تصنيف الخطوط الطيفية ، لأن الخطوط المنتمية الى نفس المجموعة يطرأ عليها تحللات متشابهة في الحقل المغناطيسي (قاعدة برستون Preston) .

وقد رأينا (الفقرة ١٢-١٧) ان مفعول زيمان يعطينا تفسيراً للاستقطاب الدوراني المغناطيسي .

ج) ان نظرية فعل شتارك (الفقرة ١٣-٨ د) هي الآتية : مثلما رأينا في فعل زيمان ، ان طاقة سويات الذرة تتحلل بتأثير الحقل . فاذا كان للذرة عزم كهربائي فان الحقل E يطبق – على العموم – عليه مزدوجة وان الفعل الدوراني يجر حدوث حركة تقهقرية للمتجهة $\vec{G}$ حول منحى الحقل . وينطبق التكميم في الفراغ هنا كما ينطبق في حالة الحقل المغناطيسي : ولا يمكن ان تأخذ $\vec{G}$ الا عدداً من التوجيهات بالنسبة الى $\vec{E}$. وان حساباً شبيهاً بحساب الفقرة ١٤-١٠ أ يبين ان طاقة سوية ما تنضاف اليها طاقة الذرة في الحقل E ، وان كل خط طيفي ناجم عن انتقال بين سويتين ينفصل الى عدة خطوط يتعلق عددها بتحلل سويات الذهاب والوصول .

لو كان للذرة عزم ثنائية دائم p_0 (٦ ، ٤ – ١٢) وذلك لا يحدث إلا في الحالات المهيّجة ، فإن الطاقة في الحقل E هي $-p_0 E$ (٦ ، ٥ – ١٠) ويكون تحلل السويات متناسباً مع E ؛ وهذا هو فعل شتارك الخطي . ولكن يمكن للذرة أيضاً ان تكتسب عزم ثنائية بحرضه الحقل ، لانها قابلة للاستقطاب(٦، ٤-١٢) فتكون طاقتها عندئذ تساوي $\frac{\alpha E^2}{2}$ ، حيث تمثل α الاستقطاب في الحالة التي هي فيها (٦، ٥ –١٠) ويكون انفصال السويات متناسباً مع E^2 وهذا هو فعل شتارك التربيعي (الفقرة ١٣-٨ د) .

وفقاً لما رأينا في الفقرة ١٣ــ٨ ، ان التحللات بفعل شتارك هي اكثر تعقيداً من تلك التي تحصل بفعل زيمان . وليست واحدة بالنسبة لخطوط نفس السلسلة ولا تستعمل ابداً في تحليل الأطياف الذرية .

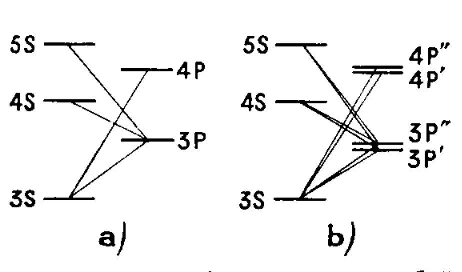
١٤ ـ ١٢ . ـــ البنية ذات المتعددات لخطوط العناصر القلوية :

أ) كنا لدى دراسة الطيف القوسي للقلويات قد اجرينا محاكمتنا عليها كما لو ان خطوط كل سلسلة كان لها تواتر وحيد . في حين ان جميع هذه الخطوط اذا فحصت بجهاز كبير التبديد له قدرة فصل كافية تكشف انها تتألف من مركبتين فهي ثنائيات .

ان هذا الأمر معروف تماماً في الخطين الأصفرين D_1 و D_2 من السلسلة الرئيسية للصوديوم ، وطولا موجتيهما هما بالترتيب ٥٨٩٠ و ٥٨٩٦ انغشتروم . ويكفي لفصلها من بعضهما مرور الضوء من موشور من الفلنت سمكه ١ سم . ويرينا الشكل ١٤ ـ ٢٩ من اللوحة ٧ البنية المؤلفة من ثنائيات للسلسلة الضيقة والسلسلة المنتثرة للبوتاسيوم ، التي ترى بسهولة في مطيـــاف متعدد المواشير ومصباح تفريغ عادي ، وان الابتعاد (مقدراً بالاعداد الموجية) لكل ثنائية من المجموعة الاساسية يتناهى الى الصفر كلما اقتربنا من نهاية هذه المجموعة . واما تباعد مركبات الخطوط المتماثلة فيزداد بسرعة مع العدد الذري للمعدن القلوي ، كما يبين الشكل ١٤ــ٣٠ في اللوحة ٧ العائدة الى الخطوط الاولى من المجموعة الرئيسية . ينتقل التباعد من القيمة ٣٤ر. سم$^{-1}$ في الليتيوم الى ٥٥٤٠ سم$^{-1}$ في السيزيوم .

ــ ٥ ــ يشاهد هذا الانفصال بسهولة عندما تفحص بالمطياف المصابيح التجارية ذات التفريغ في Na ، K ، Cs . ويشاهد أيضاً ان كل خط من المجموعة الضيقة هو ثنائية فاصلتها تساوي فاصلة الخط الأول من المجموعة الرئيسية .

ب) تتصنف هذه الأمور اذا قبلنا بان الحدود الطيفية او سويات الطاقة P, D, F ... هي مضاعفة وان فاصلتها تتناقص عندما يزداد العدد الكمي n . اما السويات S فتظل بسيطة .



الشكل ١٤–٣١ بنيات الحدود الطيفية للصوديوم a بدون ثنائيات b) بثنائيات

ضمن هذه الفرضيات ، ينبغي للشكل المبسط ١٤–١١ العـــائد لسويات عنصر قلوي ان يعدل بالكيفية التي يبينها الشكل ١٤–٣١ . فلنرمز بـ nP' و nP'' الى السويتين الناتجتين من ازدواج السوية nP . فبين مركبتي خط من المجموعة الرئيسية التي سبق تمثيلها (الفقرة ١٤ – ٣) بـ $3\,S - nP$ (الشكل ١٤ – ٣١ a) يكون التباعد :

$$\Delta\sigma = (3\,S - nP'') - (3\,S - nP') = nP' - nP''$$

ويتناقص متناهياً الى الصفر في اثناء تزايد n (الشكل ١٤ - ٣١ b) اذن فمركبتا خط من المجموعة الضيقة $3\,P - nS$ لهما ، بخلاف ذلك تباعد ثابت :

$$\Delta\sigma = (3\,P' - nS) - (3\,P'' - nS) = 3\,P' - 3\,P''$$

ان الخطين D للصوديوم يقابلان على الترتيب الانتقالين $3\,S - 3\,P'$ و $3S - 3P''$ اللذين في الشكل ١٤ - ٣١ b .

ج) ان الوقائع التي درست في الفقرات السابقة يمكن ان تمثل باعطاء حدود طاقة الذرة ثلاثة اعداد كمية n, l, m كان يمكن ربطها بالدرجات الثلاث لحرية الالكترون . ان البنية المزواجية (أو الثنائية) للخطوط الطيفية تقتضي ادخال عدد كمي جديد لتمييز كل من السويات المتضاعفة .

تؤدي دراسة فعل زيمان الشاذ الى نفس الاستنتاج وتمكن من تحديد أصل العدد الكمي الجديد بدقة .

– ٥ – يبين الشكل ١٣ – ١٩ نتيجة تأثير حقـــل مغناطيسي في الثنائية الصفراء للصوديوم عند الملاحظة (المراقبة) العرضانية . فلا يعطي أي واحـد من الخطين الثلاثية الطبيعية (الفقرة ١٣-٨) بل يعطي الخط D_1 أربع مركبات والخط D_2 ستاً .

١٤ - ١٣ . — اسبن الالكترون . ترقيم الحدود الطيفية للعناصر القلوية

أ) يبين تفسير فعل زيمان بواسطة التكميم في الفراغ ان الخطين D للصوديوم يتميزان بالعزم الحركي الكلي لحالات الذرة التي تحصل بينها الانتقالات التي تولدها . على انه طالما اعتبرنا ان هذا العزم هو ناجم عن حركة الكترون نقطي (اي عزم حركي مداري) فاننا لن نجد تمييزاً كهذا . لذلك ينبغي ان ندخل عزماً حركياً جديداً .

لهذا السبب وضع اولنبيك وغودسمث Uhlenbeck - Goudsmit الفرضية التي تلاءمت نتائجها مع الوقائع ، وهي ان للالكترون بالاضافة الى درجات الحرية الثلاث التي له ، درجة حرية دورانية حول نفسه . وهذه الخاصة تسمى إسبن Spin . فينتج منها وجود **عزم حركي اسبيني** .

يرتبط بهذا العزم الحركي عزم مغناطيسي ، لأن الالكترون الدائر هو شحنة كهربائية في حالة دوران . غير ان العلاقة [١٤ ، ٣٦] بين العزوم الحركية والمغناطيسية المدارية لاتجيز لصحتها في حالة عزم الاسبن ، وسنرى انها بالفعل غير صحيحة .

ينتج من فرضية الاسبن ان جميع الحالات الالكترونية للذرة لها عزم حركي . وان الحالات S ($l=0$) التي يكون فيها العزم الحركي المداري

معدوماً ، لها عزم حركي ناجم عن الاسبن وحده : وهذا ماتحققه التجربة (انظر تجـارب شترن Stern وغرلاخ Gerlach في الفقرة ١٤-١٣ د). وفي الحالات الأخرى P ، D ، ... ($l = 1,2 \ldots$) يكون للالكترون عزم حركي مداري G_l وهو يعادل حينئذ الى تيار مغلق (٦ ، ١٤ - ٣) يخلق حقلاً مغناطيسياً موازياً لـ G_l . يخضع العزم المغناطيسي الاسبيني في هذا الحقل الى مزدوجة ، كالعزم المغناطيسي المداري في حقل مغناطيسي خارجي (الفقرة ١٤-٩)وهذا هو **الفعل المتبادل (او التزاوج)** بين الاسبن والمدار . ويفسر تضاعف الحدود الطيفية للقلويات بالتسليم بأن طاقة التفاعل اسبن ـ مدار يمكن ان تتخذ قيمتين مختلفتين لكل قيمة من G_l لاتكون معدومة (قيمتين تقابلان اتجاهين متعاكسين للاسبن) فلنسلم بأن قواعد الفقرة ١٤ ـ ٩ هي صالحة هنا : ان مركبة العزم الحركي للاسبن في منحى العزم المداري هي مضاعف صحيح لـ $\frac{h}{2\pi}$ ولكي يمكن لهذه المركبة أن تأخذ قيمتين تختلفان عن الواحد ، فان هاتين القيمتين لايمكن ان تكونا سوى $\pm \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ (الشكل ١٤ - ٣٢) .

ان العدد الكمي الأسبن S[١] يساوي اذن $\frac{1}{2}$.

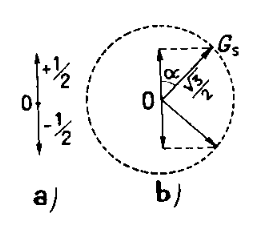
ومثلما هي الحال فيما يتعلق بالعزم الحركي المداري (الفقرة ١٤ - ٩) ينتج من مبدأ الارتياب ان طويلة العزم الحركي للأسبن ليست $S = \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$ وانما هي (الشكل ١٤-٣٢ b) :

$$G_s = \sqrt{s(s+1)}\,\frac{h}{2\pi} = \frac{1}{2}\sqrt{3}\,\frac{h}{2\pi} \qquad [١٤ ، ٩٤]$$

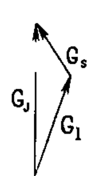
ينتج من القانون الاساسي للتحريك في حالة الدوران (١٢،١-١) ان العزم

---

(١) هـذا الرمز شائع . وينبغي ألا يخلط بينه وبين الرمز الذي يشير الى الحالات $l = 0$.



الشكل ١٤-٣٢
أسبن الالكترون



الشكل ١٤-٣٣- تركيب العزم
الحركي المداري والعزم الحركي الاسبيني

الحركي الكلي للالكترون ينبغي ان يظل ثابتاً في القيمة وفي المنحى ، اذا لم يؤثر فيه أي مؤثر خارجي . وهذا العزم الكلي G_j هو حاصلة العزم الحركي المداري G_l والعزم الحركي الاسبيني G_s (الشكل ١٤-٣٣) .

ويقودنا ذلك الى ان نفحص كيف ينبغي ان نجري جمع المتجهات المكممة. ان طويلة G_l ، حسب (١٤-٣٣) هي أحد أضعاف $\frac{h}{2\pi}$ ، و G_s هي كذلك أيضاً حسب (١٤ ، ٤٩) فلنقبل بان G_j هي كذلك أيضاً ، فعندئذ يمكن للحاصلة G_j أن تتخذ جميع القيم المكممة منذ القيمة المقابلة للحالة التي تكون فيها المتجهات التي يراد تحصيلها (أي تركيبها) متوازية ($G_j = G_l + G_s$) الى الحالة التي تكون فيها متوازية ومتعاكسة ويكون $G_j = G_l - G_s$.

ب) ان كل حالة من حالات الذرة القلوية لا تتميز بالعددين n و l فحسب، بل تتميز أيضاً بالعدد الكمي $j = l \pm s$ الذي ينبغي ان يكون موجباً ويمثل (بوحدات من $\frac{h}{2\pi}$) العزم الحركي الكلي للالكترون الضوئي ؛ يسمى j **بالعدد الكمي الداخلي** .

يبين الجدول ١٤ - ٣ الحدود الطيفيه المختلفة الممكنة (او ، ما يفيد الشيء ذاته) مختلف سويات الطاقة للقلويات :

الجدول ١٤ – ٣
الحدود الطيفية والاعداد الكمية للقلويات

ترقيم الحدود	j	l	الحد
$^2S_{1/2}$	١/٢	٠	S
$^2P_{1/2}$	٢/١	١	P
$^2P_{3/2}$	٢/٣		
$^2D_{3/2}$	٢/٣	٢	D
$^2D_{5/2}$	٢/٥		

يبين العمود الاخير منهذا الجدول ترقيم الحدود الطيفية. ويتميز كل واحد منها بحرف S ، P ، D ، الذي تقابله قيمة لـ l : ٠ ، ١ ، ٢ ، ... وفي الاسفل والى يمين هـذا الحرف تسجل قيمة j ، وفي الاعلى والى اليسار قيمة $2s + 1$. ويوضع الى الامام العدد الكمي الكلي . وان الرمز الذي نحصل عليه هكذا هو من الشكل :

$$n^{2s+1}\,T_j \qquad [\text{١٤، ١٩ مكرر}]$$

حيث ينبغي ان يبدل بـ T : S P D F G ...

من أجل : $l = 0 \;\; 1 \;\; 2 \;\; 3 \;\; 4 \;\; \cdots$

وهكذا فإن الخطين D_1 و D_2 للصوديوم ينجمان من فروق الحدين الآتيين:

$$D_1 \qquad 3\,{}^2S_{1/2} \;-\; 3\,{}^2P_{1/2}$$
$$D_2 \qquad 3\,{}^2S_{1/2} \;-\; 3\,{}^2P_{3/2}$$

وقد يخطر على البال انه من الابسط ان تعطى قيمة s لا قيمة $2s + 1$.

ولكن هذه الاخيرة المسماة **بالتعددية** تبين فوراً أن فعل الاسبن هو أن يعطي $2s+1$ حداً ينتمي اليها الحد الذي نعتبره . على انه ينبغي الانتباه الى ان الحدود ، وان كانت دوماً بسيطة ، فانها يدخل فيها العدد الدال على التعددية .

ج) ينتج مما تقدم ان الحدين P و D ، لما كانا مضاعفين ، فانه ينبغي ان يكون بالامكان وجود اربعة انتقالات تعطي تواترات مختلفة : بين سوية P وسوية D (الشكل ١٤ - ٣٤) . على أن التجربة تبين ان خطوط المجموعة المنتثرة الناجمة عن مثل هذه الانتقالات (الفقرة ١٤-٣) لها ثلاث مركبات لا اربع[١] ، ويتوصل الى التوفيق بين النظرية وبين التجربة بالقبول بأن العدد الكمي j يخضع لقاعدة الاصطفاء

$^2D_{5/2}$
$^2D_{3/2}$
$^2P_{3/2}$
$^2P_{1/2}$

الشكل ١٤-٣٤
الانتقالات بين
الحدين P و D

$$\Delta j = 0 \quad \text{أو} \quad +1 \quad \text{أو} \quad -1 \qquad [١٤،٠٠٥]$$

ويكون جدول الانتقالات المسموح بها عندئذ هو الآتي :

l	s	j
$l=0$	$s=\frac{1}{2}$	$j=\frac{1}{2}$
1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$ $\frac{3}{2}$
2	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$ $\frac{5}{2}$
3	$\frac{1}{2}$	$\frac{5}{2}$ $\frac{7}{2}$

(١) ان الانتقالات التي تؤدي من السوية $P_{3/2}$ الى السوية $D_{3/2}$ او الى السوية $D_{5/2}$ في الشكل ١٤-٣٤ لها طاقات متقاربة جداً . لهذا السبب تبدو المجموعة l مؤلفة من ثنائيات على الشكل ١٤ - ٢٩ .

لنبحث الان كيف يمكن لفرضية أسبن الالكترون ان تفسر فعل زيمان غير النظامي (الفقرة ١٣-٨ب) . ان تجربة شترن وغرلاخ (الجزء ٦، ١٤-١٢) اذا اجريت على نفثات ذرية من الفضة او من المعادن القلوية ، تمكن من قياس العزم المغناطيسي لهـذه الذرات في الحالة الاساسية . فيحصل على القيمة $\frac{eh}{4\pi m_0}$. ولما كانت الحالة الاساسية حالة S فان العزم المغناطيسي يعود فقط الى اسبين الالكترون . ولما كانت قيمة العزم الحركي هي $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ ، فاننا نرى أن النسبة :

$$\frac{\text{العزم المغناطيسي}}{\text{العزم الحركي}} = \frac{e}{m_0} \qquad [١٤، ٥١]$$

تسمى هـذه النسبة بالنسبة المغناطيسية الدورانية واذا نظرنا الى النسبة نفسها في العزوم المدارية وجدنا قيمة تعادل نصف القيمة السابقة أي $\frac{e}{2m_0}$ (راجع الجزء ٦ الفقرة ١٤-١١ب) .

من هذا الفرق بين عزمي المدار والاسبن يأتي فعل زيمان غير النظامي . ففي حقل مغناطيسي ذي شدة معتدلة يقع تقهقر لارمور على العزم المغناطيسي الكلي ، ويعطي التكميم في الفراغ $2l + 1$ (الفقرة ١٤-١٠) والطاقة الاضافية التي تكتسبها بهـذا السبب ذرة ، لا تعود مضاعفاً صحيحاً لنفس الكمية ، مثلما تدل الصيغة [١٤، ٤١] مادام يحدث عندئذ انتقال من العزم الحركي الى العزم المغناطيسي بواسطة مثل ضارب يختلف حسبما يكون العزم عزم اسبن او عزم مدار ، ولان l و s تختلفان من حد طيفي الى آخر ولا تعود طاقة الذرة في حقل مغناطيسي تكتب كما في [١٤، ٤٢] $W \pm m \Delta W_m$ ، وانما

$$W \pm g \Delta W_m \qquad [١٤، ٥٢]$$

يتعلق العامل g بسوية الطاقة المبحوثة ، وهو عامل لانده Landé ، وينتج من ذلك ان كل حد طيفي ينقسم الى $2j + 1$ مركبة متساوية الابعاد ، ولكن هذا البعد المتساوي يتعلق بـ g . ان تحلل الخط يتعلق أصلا بقيم g في الحالة الاصلية والحالة النهائية .

فلنأخذ مثال خطي الصوديوم العائدين للانتقالين 3P ⟵ 3S ، ان السوية S التي تبلغ فيها قيمة $j = \frac{1}{2}$ والتي يرمز اليها بـ $S_{1/2}$ يتضاعف في حقل مغناطيسي وتكون قيمة العامل g هي ٢ مادام العزم الحركي ليس عائداً الا الى الاسبن .

وفيما يتعلق بالسويتين P يكون :

$$j_2 = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2} \quad \text{و} \quad j_1 = 1 - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$$

تضاعف السوية $P^1/_2$ ، ولكن العامل g ، وبالنتيجة تباعد السويتين لا تبقى له نفس القيمة التي للسوية $S^1/_2$ ، لأن قسماً من j يأتي من العزم المداري ، فالانتقالات الاربعة التي في الشكل ١٤ - ٣٥ a الممكنة والموافقة لقواعد الاصطفاء $\Delta j = 0 \pm 1$ لها كلها تواترات مختلفة . فهذا التحلل لزيمان يقابل ما يلاحظ بالنسبة الى الخط D_1 .

تعطي السوية $P^3/_2$: $2j + 1 = 4$ أربع موكبات مغناطيسية (الشكل ١٤ - ٣٥ b) فتباعدها مختلف ايضاً عن تباعد مركبات السوية $S^1/_2$ بحيث أن الانتقالات الستة الوحيدة التي تتلاءم مع قواعد الاصطفاء لها هنا تواترات مختلفة. فنحصل على ٦ خطوط ، مثلما يشاهد بالنسبة الى الخط D_2 . وسيعطى حساب عامل لانده في الفقرة ١٤-١٦ أ .

الشكل ١٤--٣٥ - تحلل السويات بواسطة الحقل المغناطيسي ، مولداً الخطين D_1 و D_2 للصوديوم

١٤ - ١٤ . — الذرات ذوات الالكترونات الضوئية المتعددة .

أ) ان ذرة الهليوم ، وهي أبسط الذرات بعد ذرة الهدروجين ، تحوي على الكترونين ، وان التعقيد يبدأ من طيفها القوسي ، وقد امكن تصنيفه بتمييز نوعين من الخطوط فيه . بعضها وحيد وهي **البسائط** والاخرى تتألف من ثلاث مركبات شديدة التجاور وهي **المثالث** او **الثلاثيات**. فالبسائط من جهة والمثالث من جهة أخرى تؤلف مجموعتين مستقلتين من الخطوط ، بمعنى ان العلاقات التي من النوع [١٤،١١] لا تقوم الا بين خطوط من نفس المجموعة . وان المخطط المبسط للطاقة الالكترونية للهليوم يتألف اذن من جملتين من السويات مستقلتين عن بعضها ، كما تكون جملتان عائدتان لنوعين مختلفين من الذرات

(الشكل ١٤ – ٣٦) فكل جملة من الخطوط تتألف من عدة خطوط تذكر بخطوط المعادن القلوية (الفقرة ١٤ ـ ٢) .

ب) ان حالات التشابه المذكورة بين طيف الهدروجين وطيف القلويات توجد ايضاً بين طيف الهليوم وطيف المعادن القلوية الترابية (Ba ، Sr ، Ca ، Mg) الذي يحوي جملة من البسائط وجملة من المثالث .

ان المعادن القلوية الترابية تحوي بالفعل على الكترونين ضوئيين .

يبين لنا الشكل ١٤–٣٧ ثلاثية طيف الكلسيوم .

الشكل ١٤- ٣٦ ـ سويات الطاقة لذرة الهليوم

نجد كذلك مجموعات من البسائط ومجموعات من الثلاثيات في طيف المعادن (Zn ، Cd ، Hg) التي تقارب خواصها في بعض النواحي خواص المعادن القلوية الترابية .

ويرينا الشكل ١٤ – ٣٨ في اللوحة ٧ ثلاثيات المجموعات المنتثرة والضيقة للتوتياء .

الشكل ١٤-٣٦ ـ ثلاثية طيف الكلسيوم (N) تدل الاعداد على اطوال الموجة بالانغشتروم .

-٥- يمكن الحصول على الطيف المرئي لهذه المعادن الاخيرة بسهولة بواسطة انابيب التفريغ من ذوات التوتر المنخفض ، الكثيرة الاستعمال .

وان فاصل خطوط الثلاثيات، مثل فاصل ثنائيات القلويات ، يزداد بسرعة بتزايد الكتلة الذرية . ويتغير تقريباً كما يتغير مربع الرقم الذري .

-٥- تلاحظ الثلاثية الزرقاء للتوتياء ($\lambda = 4811, 4722, 4680 Å$) . وأما ثلاثية الكادميوم Cd المماثلة للاولى فتحوي على خط أخضر ($\lambda = 5068 Å$) وخطين أزرقين ($4800 Å$ و $4678 Å$) وتحوي ثلاثية الزئبق على خط أخضر ($\lambda = 5461 Å$) وخط نيلي ($\lambda = 4358 Å$) وخط بنفسجي ($\lambda = 4047 Å$) .

وتعطي ذرات أخرى متعددات أكثر تعقيداً .

١٤ ـ ١٥ . ـــ النموذج الشعاعي (المتجهي) للذرة . تفسير طيف الهليوم .

أ) ان دراسة الذرات ذوات الالكترونات الضوئيـــة المتعددة بالطرق المضبوطة لميكانيك الكم لا يستغنى عنها في بعض الاحيان ، كما في حالة الهليوم مثلاً . ولكنها تؤدي الى حسابات عسيرة . وهذا ما يعطي أهمية ـ عند البحث عن سويات الطاقة في هذه الذرات ـ الى استعمال تمثيل يسمى النموذج **الشعاعي (أو المتجهي)** للذرة .

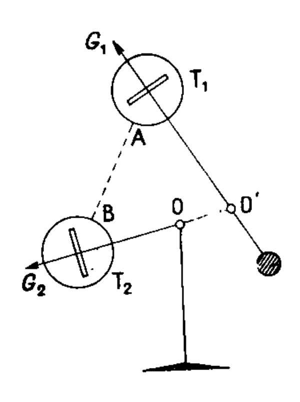
تتميز الالكترونات الضوئية بنفس العدد الكمي الرئيسي n ، ولكل منها عزم حركي مداري :

$$G_l = \sqrt{l(l+1)}\, \frac{h}{2\pi}$$

وعزم حركي أسبيني $G_s = \sqrt{s(s+1)}\, \frac{h}{2\pi}$ (الفقرة ١٤ - ١٢) . وأغلب الاصدارات والامتصاصات الضوئية المعروفة هي ناجمة عن انتقالات واحد فقط

من هذه الالكترونات ، وذلك وفقاً لما يوحي به مثلاً تشابه طيوف الهليوم مع طيوف القلويات (الفقرة ١٤–١٤ ، ا) . ولكن الالكترونات تؤثر في بعضها بعضاً بقوى كهربائية ومغناطيسية، تتعلق أقدارها ببنية الذرة . فعندئذ يكون العزم الحركي الكلي الناتج هو الذي يظل ثابتاً أثناء الحركات المستقرة .

– ٥ – يمكن الحصول على فعل متبادل لجملتين في حالة دوران بواسطة جهازين من أجهزة الجيروسكوب T_1 و T_2 (الشكل ١٤ – ٣٩) تفصل محوراهما في O' وتدور جملتهما في جميع الجهات حول النقطة O . وهنالك خيط مطاطي AB يصل الجهازين ويخضع كل منها لمزدوجة صغيرة عزمها في O عمودي على مستوى الشكل : تدور الجملة حول منحى حاصلة العزمين الحركيين G_1 و G_2 .



الشكل ١٤ – ٣٩ – الفعل المتبادل بين جيروسكوبين .

ان النموذج المتجهي يحسب العزم الحركي الكلي باعتبار G_l و G_s كمتجهتين تشكل حاصلتهما حسب قواعد تركيب المتجهات مع اضافة شرط وهو ان هذه الحاصلات ينبغي ان تكون مكممة كما رأينا في الفقرة ١٤ – ١٢ ، ا ، بحيث ان العدد الكمي الذي يدخل في عبارة كل من المتجهتين لا يمكن ان يتغير الا بمقدار وحدة فقط . ان القيم النهائية لحاصلة المتجهتين هي التي تقابل الفرق بين المتجهتين المتعاكستين والتي تعود الى مجموع متجهتين متوازيتين ومتحدتين في الجهة .

هنالك طريقتان رئيسيتان لتركيب العزوم الحركية تسميان **بالتزويج** .

١ً – **التزويج** jj . تتركب المتجهتان G_l و G_s العائدتان الى كل الكترون فتعطيان متجهة G_j طويلتها تساوي $\sqrt{j(j+1)}\,\frac{h}{2\pi}$ ، حيث يمكن أن تأخذ j كما رأينا في الفقرة ١٤–١٢ ب القيمتين الموجبتين $l \pm s$. والمتجهات G_j العائدة

الى مختلف الالكترونات تتركب في حاصلة :

$$G_J = \sqrt{J(J+1)}\,\frac{h}{2\pi} \qquad [١٤،٥٣]$$

يعود العدد J الى العزم الحركي الكلي لجملة الكترونات الذرة . والشكل ١٤ – ٤٠ يعود الى حالة الالكترونين وطريقة التزويج المتقدمة تحصل عملياً في قلب الذرة .

٢ً. – التزويج LS (أو تزويج روسل سوندرز Russell-Saunders) . ان المتجهات G_l المرتبطة بمختلف الالكترونات تتركب فتعطى الحاصلة :

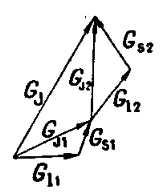
$$G_L = \sqrt{L(L+1)}\,\frac{h}{2\pi} \qquad [١٤،٥٤]$$

وتعطي المتجهات G_s كذلك حاصلة :

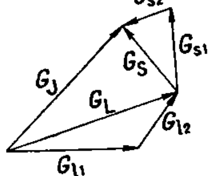
$$G_s = \sqrt{S(S+1)}\,\frac{h}{2\pi} \qquad [١٤،٥٥]$$

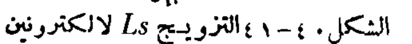
يشير الحرفان الكبيران L و S بشكل مشابه لـ J ، الى العزم الحركي المداري والى عزم الاسبن الكلي لجملة الالكترونات الذرية ، والحروف الصغيرة j ، l ، s ، قد خصصت لألكترون وحيد .

وأخيراً ، ان المتجهتين G_L و G_S تتركبان وتعطيان العزم الحركي الكلي G_j (الشكل ١٤-٤١) . وتتحقق طريقة التزويج هذه عندما تكون الافعال



الشكل ١٤-٤٠ التزويج jj لالكترونين





الشكل ١٤-٤١ التزويج Ls لالكترونين

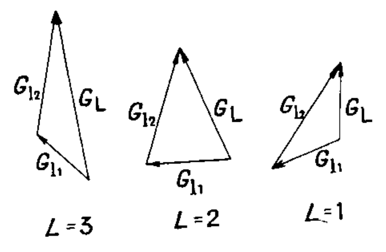
المتبادلة بين الاسبين والمدار ضعيفة أمام القوى التي تؤثر بهـا الالكترونات في بعضها بعضاً : وتلك هي الحال من أجل الالكترونات الضوئية للذرات الخفيفة كما يبينه لنا ضعف فاصلة المتعددات .

ب) فلنطبق القواعد السابقة على تفسير طيف ذرة ذات الكترونين ضوئيين مثل الهليوم أو المعادن القلوية الترابية . ان التزويج LS هو الذي يصح هنا . وذلك وفق ما يبينه اتفاق النتائج مع التجربة .

نرى في الشكل (١٤-٤٢) $G_s = 0$ أو $G_s = \sqrt{3}\,\frac{h}{2\pi}$ أي $S = 0$ أو $S = 1$ حسبما يكون الاسبينان في الالكترونين اللذين فيهما $S = \frac{1}{2}$ هما متعاكسان أو متسايران[١] .

عندما يكون $S = 0$ ، تصبح $G_J = G_L$ ، مهما كانت قيمة L ، وبالنتيجة تكون سويات الطاقة بسيطة كلها . ويبين لنا الشكل ١٤–٤٣ من جهة ثانية تركيب العزوم الحركية المدارية في حالة افتراض ان $l_1 = 1$ و $l_2 = 2$.

الشكل ١٤-٤٢- حاصلة العزمين الحركيين للاسبين في ذرة الكترونين

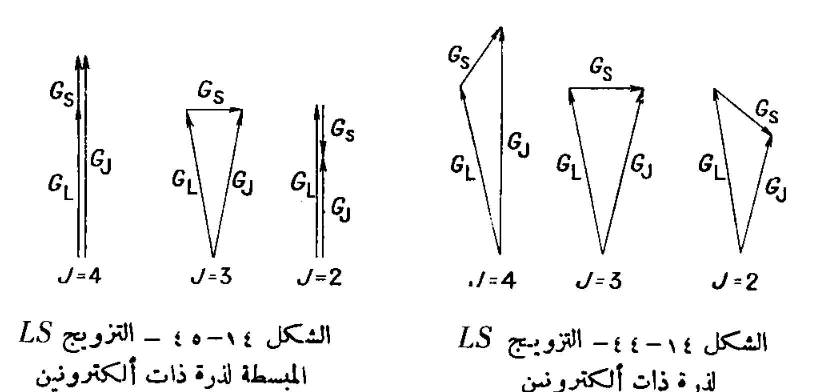


الشكل ١٤-٤٣- حاصلة العزمين الحركيين المداريين لذرة ذات الكترونين

(١) ينبغي الا يخلط بين الحاصلة S للاسبيات وبين الترقيم S للحدود التي يكون فيها $L = 0$.

وأخيراً يبين لنا الشكل ١٤-٤٤ تركيب العزوم الحركية الذرية G_L و G_S لاعطاء العزم الحركي الكلي G_J ، في حالة $L = 3$ و $S = 1$. فهنالك ثلاث قيم لـ j ومنها حدوث الثلاثيات .

يكتفى غالباً من أجل رسم الحاصلات المتقدمة بخلط $\sqrt{S(S+1)}$ ، $\sqrt{L(L+1)}$ و $\sqrt{J(J+1)}$ بالترتيب مع S و L و J ، ويعطي ذلك المخططات المبسطة المبينة في الشكل [١٤-٤٥] .



الشكل ١٤-٤٤ - التزويج LS لذرة ذات ألكترونين

الشكل ١٤-٤٥ - التزويج LS المبسطة لذرة ذات ألكترونين

يجمع الجدول ١٤-٤ مختلف الحدود الممكنة .

الجدول ١٤ - ٤

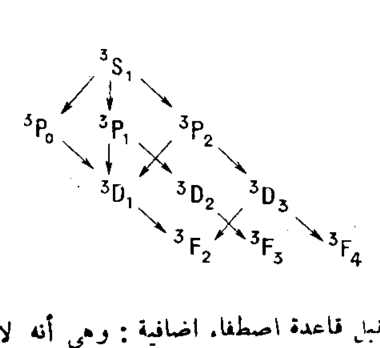
الحدود الطيفية والاعداد الكمية للعناصر القلوية الترابية

l_1	l_2	L	الحد	s_1	s_2	S	التعدد	J	ترقيم الحدود
٠	٠	٠	S	١/٢	−١/٢	٠	١	٠	$^1S_0$
				١/٢	١/٢	١	٣	١	$^3S_1$
٠	١	١	P	١/٢	−١/٢	٠	١	١	$^1P_1$
				١/٢	١/٢	١	٣	٠	$^3P_0$
				١/٢	١/٢	١	٣	١	$^3P_1$
				١/٢	١/٢	١	٣	٢	$^3P_2$

فلنقبل بأن قواعد الاصطفاء [١٤،٤١] التي سبق وضعها من أجل l وتلك التي تنطبق على j [١٤،٥٠] هي بالترتيب صالحة من أجل L و J :

$\Delta L = \pm 1$ و $\Delta J = 0$ او ± 1

ان الانتقالات المسموح بها في جملة البسائط تحصل بين الحدود S و P ؛ P و D ، بشكل مماثل لما رأيناه في العناصر القلوية (الفقرة ١٤-٣) . فالانتقالات الجائزة في جملة الثلاثيات هي الاتية :



ثم انه ينبغي ان نقبل قاعدة اصطفاء اضافية : وهي أنه لا يوجد انتقال بين سوية بسيطة وبين سوية ثلاثية ، وكذلك العكس. الا ان هذه القاعدة الثالثة ليست مضبوطة ، بل انها تخطىء غالباً في طيف الذرات الثقيلة . فالخطوط التي تلد حينئذ تسمى خطوط الاتحادات المتبادلة .

ج) ان ذرة الهليوم هي في حالتها الطبيعية ذات تمغنط معاكس . اذن فسويتها الاساسية بسيطة $L = 0$ و $S = 0$ ، وبعض مجموعات البسائط وجميع مجموعات الثلاثيات (الشكل ١٤-٣٦) تبدأ من سويات متقاربة جداً فيما بينها ولكنها أعلى بكثير (بمقـــدار ٢٠ الكترون فولت تقريبــاً) من السوية الاساسية . تفسر هذه الوقائع اذا قبلنا كما في الشكل ١٤ - ٣٦ ان الالكترون الذي تعود اليـــه الاصدارات والامتصاصات الملحوظة يمكن ان تكون اخفض سوية طاقة له ، سوية سبق لها

a) b) c) d)

الشكل ١٤ - ٣٦ توزع ألكتروني ذرة الهليرم بين أخفض السويات

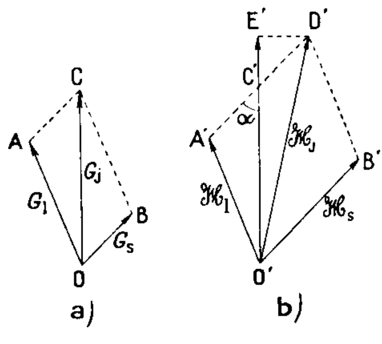
ان هيجت مع اسبين مواز (الشكل ١٤-٤٦ c) او معاكس (الشكل ١٤ - ٤٦ d) لاسبين الالكترون الباقي في السوية الاساسية ، وذلك حسبما يكون لدينا ثلاثيات او بسائط . لكنه اذا ابتدأ من الحالة الاساسية فلا يمكن لاسبيني ألكترونين الا أن يكونا متعاكسين (الشكل ١٤-٦٤ b) . وقد دونت هذه الحـــالة الاخيرة 1^1S_0 . ان حالة ذرة الهليوم 1^3S_1 الممثلة بالشكل ١٤ - ٤٦ a لا تصادف في الطبيعة .

ان الدراسة العميقة لأطياف الذرات التي لهـا عدة الكترونات قد ابانت مرات عديدة عن وجود حدود محظورة من النوع المتقدم ، وسنرى في الجزء ٨ انه يمكن التعبير عن هذه المحظورات بشكل بسيط وعـام يعطيها معنىً اساسياً في بنية الذرات (مبدأ باولي).

نلاحظ اخـــيراً ان الفروق بين سويات البسائط والثلاثيات المقابلة لنفس العددين n و l (٠,٧٨ الكترون فولت مثلًا بين السويتين 2^1S و 2^3S للهليوم) هي اكبر بكثير من ان تفسر بالفعل المتبادل المغناطيسي لاسبيني الالكترونين. ولم يمكن اعطاء التفسير الا بميكانيك الكم (الجزء ٨) .

١٤ - ١٦ . ـــ تطبيقات اخرى للنموذج المتجهي للذرة .

أ) ان حساب عامـل لانده g (الفقرة ١٤-١٣ د) يمكن عمله بسهولة بفضل النموذج المتجهي للذرة. فلننظر الى حالة الكترون ضوئي واحد قـد اعطي تركيب العزمـين الحركيين العائدين له في الشكل ١٤ - ٤٧ a ان تركيب العزمـين المغناطيسيين



الشكل ١٤ - ٤٧ : حساب عامل لانده

العائدين له موضح في الشكل ١٤–٤٧ b ، اذا اتخذنا نفس المقياس لتمثيل $\mathcal{M}_l$ و G_l ، فيكون عندئذ $\mathcal{M}_s = 2\,G_s$ ما دامت النسبة الجيرومغناطيسية أكبر بمرتين بالنسبة للاسبين منها للمدار . وقد رأينا في الفقرة ١٤–١٠ ان مركبة $\mathcal{M}$ في استقامة G_j هي التي تتدخل في الخواص المغناطيسية للذرة . فلتكن O′E′ هذه المركبة فيكون :

$$O'E' = O'C' + C'E' = O'C' + C'D' \cos \alpha$$

وفي المثلث ACO′ ، لدينا

$$\cos \alpha = \frac{|O'C'|^2 + |A'C'|^2 - |O'A'|^2}{2|A'C| \cdot |O'C'|}$$

ومنه اذا لاحظنا ان A′C′ = C′D′ ، ما دام O′B′ = 2 OB :

$$C'E' = A'C' \left(1 + \frac{|O'C'|^2 + |A'C'|^2 - |O'A'|^2}{2|O'C'|^2}\right)$$

ان النسبة $\frac{O'E'}{A'C'}$ للمركبة الفعالة للعزم المغناطيسي الكلي الى العزم الحركي الكلي تساوي g ، وفقاً للطويلات المنتخبة للشكل ١٤–٤٧ . ومنه

$$g = 1 + \frac{|O'C'|^2 + |A'C'|^2 - |O'A'|^2}{2\,|O'C'|^2} = 1 + \frac{G_j^2 + G_s^2 - G_l^2}{2\,G_j^2} \quad [١٤،٥٦]$$

$$= 1 + \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)}$$

يمكن للقارىء ان يتحقق من انه في مثال الخطوط D (الفقرة ١٤–١٢) يكون لدينا بالنسبة للسوية $S_{1/2}$: $g = 2$ ؛ وللسوية $P_{1/2}$: $g = \frac{2}{3}$ وللسوية $P_{3/2}$: $g = \frac{3}{4}$.

تنطبق الصيغة [١٤،٥٦] على حالة عدة الكترونات ضوئية بشرط استبدال S, L, J بـ s, l, j .

ب) لقد قلنا في (الفقرة ١٣ - ٨ ب) ان فعل زيمان غير الطبيعي يصبح طبيعياً في حقول التحريض ذوات الشدات الكبيرة . ويعود ذلك الى ان تأثير B في $\mathfrak{M}_l$ وفي $\mathfrak{M}_s$ يتفوق على التأثيرات المتبادلة لهذين العزمين ، بحيث ان حركة هذين توصف وصفاً احسن بتقهقر مستقل لكل واحد منها حول B ، منه بتركيب لاعطاء حاصلة $\mathfrak{M}_j$ تدور حول B . فيقال ان التزويج الاسبيني المداري قد انفصم (الفقرة ١٤-١٣ ا) وعندئذ يكون لـ $\mathfrak{M}_l$ و $\mathfrak{M}_s$ كلاً على حدة مرتسمان مكمهان على استقامة B ، يمكن ان يتخذا قيما قدرها بالترتيب $2l+1$ و $2s+1$ ، وتكون عبارة الطاقة المغناطيسية الكلية ،

$$\triangle W_m = \triangle W_{ml} + \triangle W_{ms} = m_l h f_p + 2 m_s h f_p = (m_l + 3 m_s)\, h f_p$$

والمجموع $m = m_l + 2 m_s$ هو عدد صحيح ، وبالنتيجة ان فاصلة التواترين العائده الى انتقال $\triangle m = 0 \pm 1$ هي مضاعف صحيح للفاصلة $h f_p$ للثلاثية النظامية .

ج) ان اعتبارات مشابهة لتلك التي عرضت من أجل فعل زيمان تطبق على فعل شتارك : ان الخاصة الاساسية لهذين الفعلين هي ايقاف الانحلال في الفراغ (الفقرة ١٤-١١ ا) للسويات الالكترونية للذرة . وان العزم الحركي $\vec{G}$ يمكن ان يأخذ بالنسبة الى الحقل $2J+1$ توجيهاً تقابل القيم الصحيحة للعدد الكمي المغناطيسي m من $J-$ الى $J+$. فاذا كان ثمة عزم كهربائي او مغناطيسي دائم ، فان هنالك $2J+1$ قيمة مختلفة للطاقة $\vec{E}$. $\vec{P}$ او $\vec{B}$. $\vec{\mathfrak{M}}$.

ان الفرق بين السويات السابقة يقابل تواترات راديوية كهربائية من أجل القيم العادية للحقول المفروضة . فمثلاً تعطي الصيغتان [١٤،٤٧] و [١٤،٥٢] من أجل $g = 1$ فارقاً او اختلافاً بين سويتين متتاليتين قدره :

$$\Delta\nu = \frac{e}{4\pi m_0} B = 1{,}4.10^{10}\, B \text{ hertz}$$

أي ٤و١ × ١٠ ^{10} هرتز من أجل تحريض قدره ١ فيبر/م^{2} (وهذا يقابل موجة طولها ١و٢ سم) .

ان الانتقالات بين السويات في فعل زيمان او في فعل ستارك يمكن اذن ان تولد ظواهر تجاوب مغناطيسي او كهربائي (الفقرة ٤-١٥) .

ان الشكل المبسط للتركيبة اللازمة لدراسة التجاوب المغناطيسي هو الآتي (الشكل ١٤-٤٨) تخضع المادة S الى الحقل المغناطيسي **B** ذي التواتر العالي (ν_0) لدارة مهتزة LC ، وفي الوقت نفسه لحقل مغناطيسي ساكن B_0 . فاذا أعطي لـ B_0 قيم متزايدة بالتدريج نستطيع ان نجعل الفارق $\Delta\nu$ مساوياً ν_0 ، ويظهر التجاوب بامتصاص اعظمي في الدارة المهتزة .

الشكل ١٤-٤٨
دراسة التجاوب المغناطيسي

د) ان تعميم الاراء المتقدمة على الذرات التي لها عدد ما من الالكترونات الضوئية يحصل بدون صعوبة مبدئية . فأما العناصر ذوات الكتل الذرية الصغيرة فانه يتحقق فيها تزويج روسل ـ ساندرز وفي هذه الشروط ومع قبول المخطط المبسط الذي في الشكل ١٤-٤٥ ، فإن ،

١ْ. ـ ان الالكترونات المختلفة التي عزومها الحركية المدارية هي l_1 ، l_2 ، l_3 مرة من $\frac{h}{2\pi}$ ، تتحد وتعطي حاصلة هي $\vec{L}\frac{h}{2\pi}$ حيث الطويلة L هي عدد صحيح . فمثلاً من اجل $l_1=2$ و $l_2=1$ و $l_3=1$ يمكن ان تأخذ L القيم : ٠ ، ١ ، ٢ ، ٣ ، ٤ .

٢ْ. ـ ان العزوم الاسبينية الحركية $\vec{s} = \pm\frac{1}{2}\ \frac{h}{2\pi}$ تتحد ايضاً وتعطي حاصلة هي $\vec{s}\ \frac{h}{2\pi}$ ، واذا كان العدد E للالكترونات زوجيا ، فان S تأخذ القيم الصحيحة من الصفر الى E ؛ واذا كان هذا العدد فرديا اخذت S القيم $\frac{1}{2}$ ، $\frac{3}{2}$ ، ... $\frac{E}{2}$ (الشكل ١٤-٤٩) .

$S=\frac{5}{2}$ $\frac{3}{2}$ $\frac{1}{2}$

الشكل ١٤-٤٩
حاصلة العزوم الحركية للاسبين ، من اجل ذرة ذات ٥ الكترونات

٣ْ. ـ تتركب المتجهتان S و L وتعطيان متجهة J ، يمكن ان تأخذ طويلتها القيم الموجبة الواقعة بين $L+S$ و $L-S$

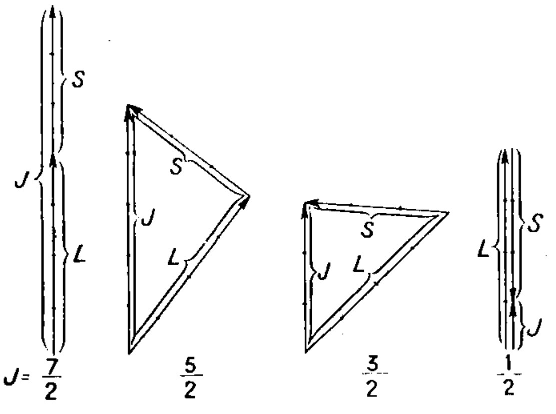
والتي تختلف بقدر وحدة (الشكل ١٤ - ٥٠) أي $L+S$ ، $L+S-1$ ، $L+S-2$ ، ... ، $|L-S|$ ، واذا كانت $S > L$ فان لـ J ، $2S+1$ قيمة (من أجل قيمة معطاة لـ L) . واذا كانت $L<S$ فان لـ J : $2L+1$ قيمة (من اجل قيمة معطاة لـ S) . وخاصة من أجل $L = O$ ، $J = S$ ، فان حدود S هي دوماً بسيطة .

٤ً . – كل قيمة لـ S تولد مجموعة من الحدود تعدادها يساوي $2S+1$ ، مثلا من أجل $E=3$ ، يمكن ان تأخذ S القيم $1/2$ ، $3/2$ التي تعطي حدود ثنائيات ورباعيات .

وعلى العناصر ذوات الكتل الذرية الكبيرة ينطبق على الاغلب التزويج jj الذي لن ندرسه . وتصبح الطيوف نفسها معقدة جداً ، ولم تصنف حتى الان تصنيفاً كاملا .

في كل الجموع السابقة لا يحتـاج الامر في اغلب الاحيان الى اعتبار شيء سوى الالكترونات السطحية للذرات . ان العزوم الحركية المدارية والاسبينية لألكترونات الطبقات العميقة تتفانى في غالب الاحيان بحيث انها لا تسهم في قيم الحالات S ، L ، J . فيقال ان هذه الالكترونات تؤلف طبقات كاملة. وسندرس في الجزء ٨ البنية الالكترونية لذرات مختلف العناصر .

ان ترقيم الحدود الطيفية يظل هو الترقيم الذي اوضح في الفقرة ١٤-١٢ ب .



الشكل ١٤ - ٥٠ التزويج LS في حالة $L=4$ و $S=3$.

١٤-١٧ . — خلاصة قواعد مصطلحات الكشف الطيفي .

يجمع الجدول ١٤ -٥ رموز الاعداد الكمية الالكترونية وقيمها الممكنة وقواعد الاصطفاء .

الجدول ١٤ – ٥

الاعداد الكمية وقواعد الاصطفاء

العدد الكمي الرئيسي [١٤،٢٣]	$n = 1, 2, 3, \ldots, n$	
– – (المداري أو السمتي) [١٤،٣٩]	$l = 0,1 \ldots, n-1$	$\Delta l = \pm 1$
– – المغناطيسي [١٤،٤٤]	$m = 0 \pm 1 \pm 2, \ldots \pm l$	$\Delta m = 0, \pm 1$
– – الاسبيني [١٤،٤٩]	$s = \frac{1}{2}$	
– – الداخلي [١٤،٥٠]	$j = l \pm \frac{1}{2} (> 0)$	$\Delta j = 0, \pm 1$

إن الالكترونات لدى النظر إليها افرادياً ، تنقسم إلى زمر s ، p ، d ، f ... وذلك حسب قيمة عددها l ($0,1,2,3 \ldots$) وإذا أردنا في الوقت نفسه أن نبرز العدد n نكتب ns ، np ، ...

وإذا كان لا يوجد ثمة حقل كهربائي أو مغناطيسي خارجي ، فان طاقة الالكترون لا تتعلق إلا بالأعداد n ، l و j .

إن جملة مختلف الالكترونات العائدة الى نفس القيمة للعدد n تتميز باعداد كمية L ، S ، J ترتبط قيمها بقيم الأعداد l ، s ، j للالكترونات بالكيفية المبينة في الفقرة ١٤ – ١٥ ، وان قواعد الاصطفاء المتعلقة بها شبيهة بقواعد الجدول ١٤ – ٥ :

$$\Delta L = \pm 1 \qquad [١٤،٥٧]$$

$$\Delta J = 0, \pm 1 \qquad [١٤،٥٨]$$

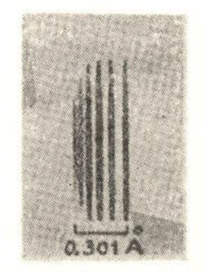
هذا وإن الحدود الطيفية ، عدا عن قيمتها العددية ، تنقسم إلى

S ، P ، D ، F ، ... وهذا التصنيف ينطبق مع تصنيف الالكترونات عندما لا يكون هنالك إلا الكترون ضوئي واحد . فاذا كان هنالك عدةالكترونات فان الحدود S ، P ، ... ترتبط بقيم L وتنقسم حسب قيم S و J .

إن قيم الحدود الطيفية تعطى بعبارات من الكيفية [١٤ ، ٤٩ مكرر] .

١٤ ـ ١٨ . ـــ البنية الشديدة الدقة للخطوط الطيفية وخواص النوى الذرية :

أ) عندما تفحص مركّبات المتعددات (الفقرة ١٤ - ١١) بأجهزة طيفية ذات قوة فصل عالية ، يُرى في كثير من الأحيان أنها تتألف من عدد من الشعاعات الشديدة التجاور ، وتشغل فاصلًا طيفيـاً أصغر من $1\,\mathring{A}$. فهذا الانفصال أو التحلل يعبر عن **البنية الشديدة الدقة** للخط الطيفي . وان الشكلين ١٤ - ٥١ و ٥٢ (اللوحة ٧) يعطياننا مثالين عن ذلك .



الشكل ١٤ - ٥١
البنية الدقيقة جداً للخط ٤٣٨٢ $\mathring{A}$ لعنصر برازيوديم (الخط الاسود يقابل فاصلة قدرها ٠٫٣٠١ $\mathring{A}$) (N)

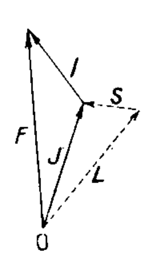
لا نجد تفسير هذه البنية في خواص حركية جديدة للالكترونات الضوئية ، وإنما هو مرتبط بخاصتين من خواص نواة الذرة : هما كتلتها وعزمها المغناطيسي .

ب) إن دراسة أطياف الكتل (٦ ، ١٧ - ٢٣) تبين أن عدداً كبيراً من العناصر يتألف من عـدة أنواع من الذرات لها نفس عدد الالكترونات ولنواها نفس الشحنة (فلها إذن نفس الرقم الذري Z) ولكن لها كتلًا مختلفة ، وتسمى هذه الذرات **بالنظائر** .

إن ظاهرة انجرار النواة تعدل - كما رأينا في الفقرة ١٤ - ٥ د - قيمة

ثابتة رايدبرغ والصيغة [١٤ ، ٢٨] تظل صالحة للتطبيق على مقارنة الهدروجين مع الدوتيريوم ويمكن تعميمها على حالة نظيرين لعنصر ما . إن قيمتي كتلتيهما لهما فروق نسبية هي دوماً أصغر من فروق D و H ، وإن نسبة ثابتتي رايدبرغ هي إذاً قريبة من الواحد ، فيكون انفصال السويات وكذلك تباعد الخطوط أضعف أيضاً مما هو في الشكل ١٤ – ٣ . فمثلاً إن المركبات الأربع للخط Å ٢٥٣٧ للزئبق العائدة إلى النظائر ذوات الكتل ١٩٨ ، ٢٠٠ ، ٢٠٢ ، ٢٠٤ تتباعد فيما بينها بـ ١٠^-٢ Å (الشكل ١٤ – ٥٤) .

إن عدد النظائر المعروفة لعنصر من العناصر لا يكفي دوماً لتعليل عدد مركّبات البنية الدقيقة جداً لخطوطه . وقد وضعت فرضية تقول إن النواة ، كالالكترون (الفقرة ١٤ – ١٢) يمكن أن يكون لها عزم حركي – اسبيني – وبالنتيجة عزم مغناطيسي وهذا العزم الحركي ، إذا لم يكن معدوماً ، فانه يكون ضعفاً صحيحاً لـ $\frac{h}{4\pi}$ أي :



الشكل ١٤ – ٥٣
العزم الحركي الكلي F لذرة لها عزم حركي نووي I

$$G = I\frac{h}{4\pi} \qquad [١٤،٥٩]$$

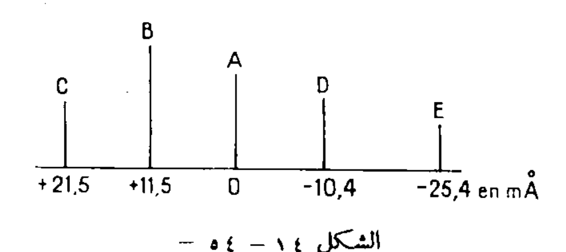
والعزم المغناطيسي العائد له ، قيمته حسب [١٤ ، ٤٥] :

$$\mathfrak{M} = \frac{eG}{M} = I\frac{eh}{4\pi M} \qquad [١٤،٦٠]$$

إذا قارنا هذه القيمة بالقيمة التي تنتج من اسبين الالكترون ، أي $\frac{eh}{4\pi m_0}$ رأينا أن العزم المغناطيسي النووي ، هو (من أجل قيم لـ I تساوي عدة واحدات) في حدود بضعة أجزاء من عشرات الألوف من العزم المغناطيسي الاسبيني للالكترون .

ومثلما نركب المتجهتين L و S للحصول على العزم الحركي J للذرة عندما لا يؤخذ بعين الاعتبار الاسبين النووي ، فانه ينبغي الآن تركيب المتجهتين J و I للحصول على العزم الحركي الكلي F للذرة . وينبغي تكميم الحاصلة F أي (الفقرة ١٤ ١٢) ان طويلتها يمكن أن تأخذ القيم $J + I$ ، $J + I - 1$ ، ... ، $|J - I|$ ، أي في الجملة $2J + 1$ أو $2I + 1$ قيمة مختلفة حسبما تكون $J < I$ أو $J > I$ (الشكل ١٤ — ٥٣) .

وإذا كان لا يوجد ثمة حقل خارجي ، فان منحى F يظل ثابتاً في الفضاء



الشكل ١٤ — ٥٤ —

تباعد المركبات الدقيقة جداً للخط ٢٥٣٧ Å للزئبق . ان الخط A ناجم عن النظير ٢٠٠ والخط B عن النظير ٢٠٢ والخط C عن النظائر ١٩٩ و ٢٠١ و ٢٠٤ ، والخط D عن النظيرين ١٩٨ و ٢٠١ والخط E عن النظيرين ١٩٩ و ٢٠١ .

وان الافعال المتبادلة المغناطيسية بين النواة والالكترونات ،الناجمة عن اسبينها، تحدث حركة تقهقر المتجهتين J و I حول F . وسرعة التقهقر ، وبالنتيجة طاقة الجملة تتعلق بالتوجيه المتبادل للأشعة . ولكن الكبر النسبي لكتلة النوى بالنسبة إلى كتلة الالكترون يجعل سرعات التقهقر ضعيفة وكذلك فروق الطاقة العائدة إليها . إن سويات الطاقة الالكترونية للذرة تنفصل إلى عدد من المركّبات المتقاربة جداً ، يساوي عدد القيم المختلفة لـ F . ويحل محل الانتقال بين سويتين الكترونيتين ، الذي يعطي خطاً واحداً عدة انتقالات تواتراتها

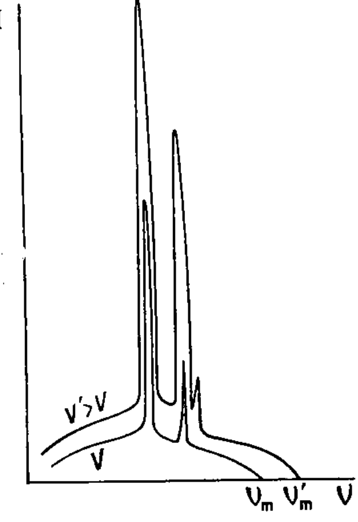
متقاربة جداً تولد البنية الدقيقة جداً الناجمة عن الاسبين . وتوجد عدة قواعد للاصطفاء لن نتعرض لدراستها .

هذه الانتقالات ، كالانتقالات التي مر ذكرها في الفقرة ١٤ – ١٥ ج يمكن أن تدرس مع التواترات الراديوية .

إن بنية الخط ٢٥٣٧ Å للزئبق (١٤ – ٥٤) تنجم في آن معاً من مفعول كتل النظائر الذي أشرنا إليه آنفاً ومن مفعول اسبين النظائر الفردية. أما النظائر الزوجية فاسبينها معدوم (راجع الشكل ١٤ – ٥٢ ، اللوحة ٧) .

١٤ - ١٩ . — طيف الأشعة السينية (الاصدار) :

أ) نحصل على إصدار الاشعة السينية من قبل أحد العناصر باحدى طريقتين هما ، في مبدئيهما ، تصادفان في تهييج الطيوف الضوئية . وأكثرهما انتشاراً تقوم على اخضاع المادة الحاوية لذرات العنصر المدروس إلى صدم الالكترونات المسرعة بواسطة فرق كمون مرتفع (٦ ، ١٧ – ٢٢) ويذكر ذلك بتجارب فرانك وهرتز . ويمكن أيضاً تعريض المادة إلى حزمة من الاشعة السينية تنتقى انتقاءً مناسباً ، وهذا يشابه التهييج بالفلورة . وفي هذه الحالة الاخيرة تسمى الاشعة السينية التي تصدر من جديد بالـ « ثانوية » .



الشكل ١٤ – ٥٥ . الخلفية المستمرة وخطوط الطيف السيني الاصداري

نحصل على طيف الاشعة السينية المصدرة ، بواسطة إحدى الطرائق التي سبق

ذكرها في الفقرة ٤ – ١٣ .

ب) يحوي طيف الاصدار على قاع (خلفية) مستمر تزداد شدته ابتداءً من التواترات المنخفضة ، ثم تتناقص وتصبح معدومة من اجل تواتر اعظمي محدد تماماً ν_m (الشكل ١٤ – ٥٥) وهذا التواتر يرتبط بالطاقة الحركية العظمى للالكترونات التي تصدم مقابل المهبط ، بالصيغة :

$$h\,\nu_m = \frac{1}{2}\,m_0\,v^2 \qquad [\text{١٤،٦١}]$$

حيث h هي ثابتة بلانك . وهذه الطاقة هي نفسها مرتبطة بالتوتر المسرع V بين مقابل المهبط والمهبط :

$$\frac{1}{2}\,m_0 v^2 = eV \qquad [\text{١٤،٦٢}]$$

حيث e هي شحنة الالكترون . فاصدار الطيف السيني المتصل هو اذن عكس المفعول الضوئي الالكتروني (٦ ، ١٦ – ٢٠) . وهذا الطيف ناجم عن ان الالكترون يضيع طاقته الحركية على اجزاءٍ ما خلال عدد متحول من الاصطدامات ، وان التسارع السلبي الذي ينتج من هذا الالجام يرافقه اصدار شعاع ذي تواتر متحول (الفقرة ١ – ٦) . ويمكن التحقق بالتجربة من العلاقة $h\,\nu_m = eV$ التي تنتج من [١٤،٦١] ومن [١٤،٦٢] : يشغل الانبوب المصدر تحت توتر V معين ، وتقاس بواسطة مقياس الطيف ذي التأين (الفقرة ٤ – ١٣) شدة التيار من اجل قيم مختلفة لزاوية الانعكاس ، فيلاحظ تزايد مفاجيء في الشدة من اجل ورود يسمح بحساب λ_m بالصيغة [١٨،٤] ومنه ν_m. ويكون :

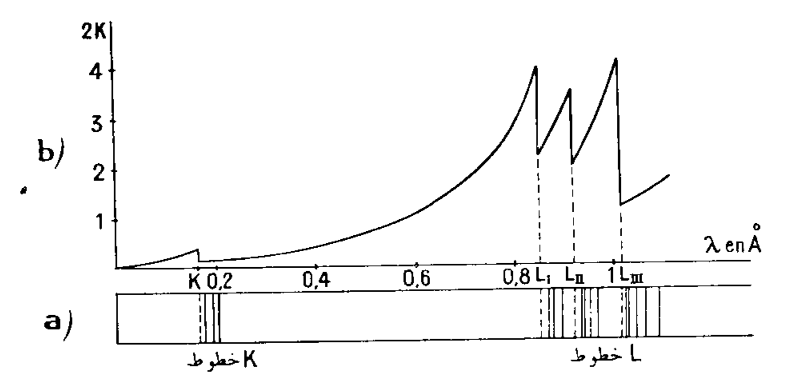
$$\nu_m = \frac{1{,}602.10^{-19}}{6{,}624.10^{-34}}\,V = 2{,}42.10^{14}\ V$$

حيث قدر ν_m بالهرتز و V بالفولت .

ج) علاوة على الخلفية المتصلة ، يحوي طيف الاصدار على خطوط تواترها ν تظهر عندما يكون فرق الكمون V مساوياً على الاقل لـ $\frac{h\nu}{e}$.

ان طيف الخطوط هو مميز للعناصر التي يتألف منها معدن مقابل المهبط . وهو بتقريب اولي (الفقرة ١٤ – ٢٠ أ) لا يتعلق بطبيعة المركبات التي تدخل فيها هذه العناصر : اذاً فهو **طيف ذري** .

ان الخطوط التي يصدرها عنصر ما،تؤلف مجموعات ، تتجمع تجمعاً (يختلف تراصه) حول بعض اطوال الموجات ، كما يدل على ذلك بصورة مبسطة الشكل ١٤ – ٥٦ أ . ويرمز الى هذه المجموعات بالحروف K, L, M ... حسب ترتيب



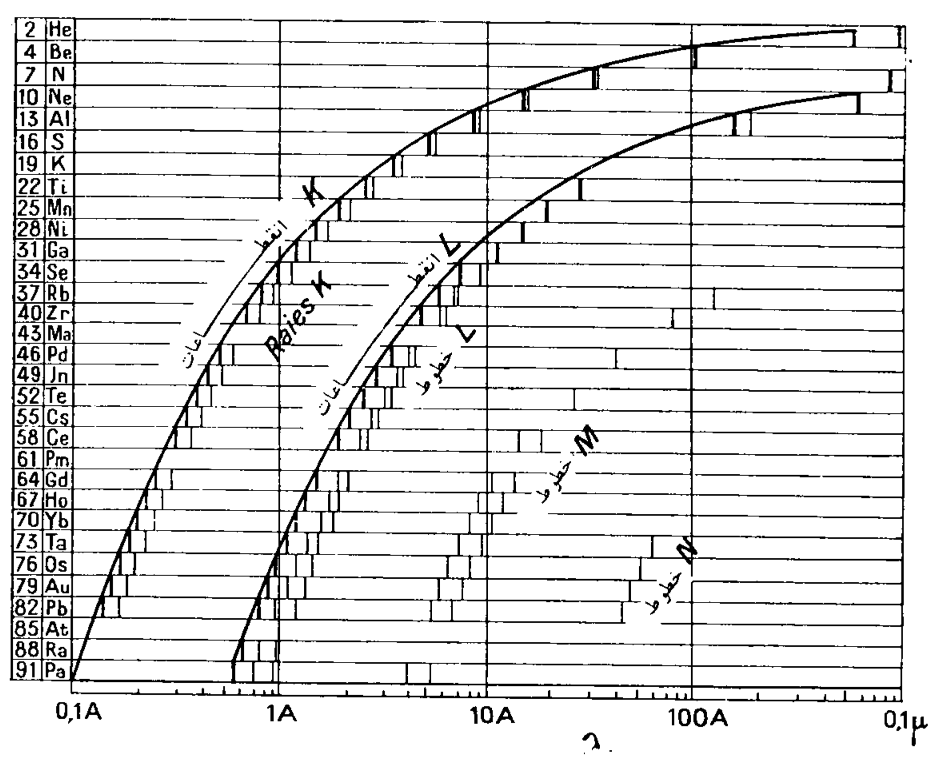
الشكل ١٤– ٥٦ . a) خطوط الاصدار ، و b) انقطاعات الامتصاص في الطيف السيني للبلاتين

اطوال الامواج المتزايدة . وكل منهـا يتحلل الى عدة خطوط دقيقة تميز عن بعضها بحروف يونانية : α, β ، ... فيكون هنالك مثلاً الخطوط K_α ، K_β ، L_α ، ... وتؤلف الجماعة مجموعة بالمعنى المقصود في الفقرة ١٤ – ٣ : ان فرق

اعداد الأمواج لخطين من نفس الجماعة ، يساوي تواتر خط من جماعة أخرى ، فيكون مثلاً :

$$\sigma_{K\beta} - \sigma_{K\alpha} = \sigma_{L\alpha} \quad ، \quad \sigma_{K\gamma} - \sigma_{K\beta} = \sigma_{M\alpha} \cdots$$

وهذا المبدأ في الجمع والتركيب يقرب الأطياف السينية من الأطياف الضوئية . إلا انه بينما تبدي العناصر تنوعاً كبيراً في اطيافها الضوئية ، فان اطياف الاشعة السينية لها كلها تقريباً شكل واحد . ان الخطوط المتماثلة لمختلف الأطياف تنتقل نحو التواترات المرتفعة عندما تزداد الكتلة الذرية للعنصر . ويبين لنا الشكل ١٤ – ٥٧ هذا الانتقال ، ونرى ايضاً ان الجماعة K الموجودة وحدها



الشكل ١٤ – ٥٧ . الاعداد الموجية للخطوط X لمختلف العناصر . قانون موزلي

في العناصر الخفيفة جداً تغنى بخطوط جديدة . وان الجماعات L ، M ... تظهر عندما تزداد الكتلة الذرية للعنصر .

قاس موزلي العدد الموجي σ للخط K_α (وهو اشد الخطوط K) في عـدد كبير من العناصر ، وبين انه يمكن التعبير عن σ بالصيغة التقريبية الآتية :

$$\sigma_{K\alpha} = \frac{3}{4} \mathcal{R} \, (Z - 1)^2 \qquad [١٤، ٦٣]$$

حيث $\mathcal{R}$ هي ثابتة رايدبرغ و Z الرقم الذري للعنصر . كذلك ان العدد الموجي لخط شديد من المجموعة L يعطى بالعلاقة التجريبية :

$$\sigma_{L} = \frac{5}{36} \mathcal{R} \, (Z - 7{,}4)^2 \qquad [١٤، ٦٤]$$

ويمكن وضع العلاقة [١٤، ٦٣] بالشكل :

$$\sigma_{K\alpha} = \mathcal{R} \, (Z - 1)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right) \qquad [١٤، ٦٥]$$

وهي شبيهة بعلاقة الخط الأول لمجموعة ليمان في عنصر من اشباه الهدروجين شحنته النووية $Z - 1$ ، كذلك [١٤، ٦٤] يمكن ان تكتب :

$$\sigma_{L} = \mathcal{R} \, (Z - 7{,}4)^2 \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right)$$

هذه العلاقات توصلنا الى عبارة عامة للعدد الموجي لخط سيني مميز :

$$\sigma = \mathcal{R} \, (Z - C)^2 \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2}\right) \qquad [١٤، ٦٦]$$

يذكرنا بعلاقة بالمر .

١٤ ـ ٢٠ . ــ اطياف الاشعة السينية (امتصاص).

أ) عندما تمر حزمة من الاشعة السينية عبر المادة تضعف شدتها ، ويعود بعض هذا الضعف الى الانتثار (الفقرة ١٠ – ١٣) وبعضه الى الفعل الكهرضوئي ، حيث تقوم الاشعة السينية بانتزاع الالكترونات من الذرات .

اذا كان الاشعاع الوارد وحيد اللون ، فان التدفق ينقص بعد اختراق لثخن قدره z ، وفقاً للقانون (الفقرة ١ – ٤) :

$$\mathfrak{T} = \mathfrak{T}_0 \exp\,(-\,2\,Kz)$$

ولما كان الامتصاص يتعلق بكتلة المادة الممتصة ، فانه يكتب غالباً :

$$\mathfrak{T} = \mathfrak{T}_0 \exp\left(-\,2\,K\,\frac{m}{\rho}\right)$$

حيث ρ هي الكتلة الحجمية للمادة ؛ $m = \rho z$ تمثل الكتلة في واحدة السطح من الطبقة الممتصة . $\frac{2K}{\rho}$ هو **عامل الامتصاص الكتلي** . ووفقاً لما قيل اعلاه ، يمكن ان نكتب :

$$\frac{2K}{\rho} = \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\theta}{\rho} \qquad [١٤،٦٧]$$

حيث σ هي عامل الانتثار (وهو في الغالب صغير)[1] و θ عامل التحول العائد الى الفعل الكهرضوئي . ولا يتعلق θ بطبيعة الذرات الموجودة في المادة التي تخترقها الاشعة . وتدل التجربة على انه في شعاعة ذات طول موجة معين ، يتغير θ من ذرة الى اخرى مثلما يتغير Z^4 .

ب) في جميع العناصر ، يمثل تغير العامل θ مع طول الموجة ، بمنحن شبيه

---

(١) لقد كرس الاستعمال الرمز σ ، وينبغي الا يخلط بينه وبين العدد الموجي .

بمنحني الشكل ١٤–٥٦ b . فعندما يزداد طول الموجة ، يزداد عامل الامتصاص بالتدريج وفقاً للقانون التقريبي :

$$\theta = CZ^4\lambda^3 \qquad [١٤،٦٨]$$

حيث C هي ثابتة ، ولكن هذا العامل يتصف بعـــدد من النقصانات المفاجئة يطلق عليها اسم : **انقطاعات الامتصاص** ، ويرمز اليها بالاحرف K ، L ، M ، N ، ... حسب ترتيب اطوال الموجة المتزايدة . والانقطاع K وحيد، وهنالك ثلاثة انقطاعات L لها اطوال موجات متقاربة ، الخ ...

يمثل لنا الشكل ١٤ – ٥٨ (اللوحة ٨) الانقطاع K في امتصاص النحاس . وعندما يزداد طول الموجة ، فانه بعد اجتياز كل انقطاع تتغير الثابتة C العائدة الى الصيغة [١٤،٦٨] ولكن في الجملة يزداد θ بسرعة مع λ ، فالاشعة السينية العالية التواتر هي من بين غيرها اقلها امتصاصاً ، لذلك يقال بانها « اقسى » من الاشعة المنخفضة التواتر .

ج) خلافاً للأطياف الضوئية ، ليس لأطياف الاشـــعة السينية خطوط امتصاص . ان انقطاعات الامتصاص لهـا اعداد موجية اكبر قليلاً من اعداد خطوط الاصدار المرموز اليها بنفس الأحرف (الشكل ١٤ – ٥٦) . وان قانون موزلي الذي اشرنا اليه بمنـــاسبة خطوط الاصدار وعبرنا عنه بالصيغة [١٤،٦٦] يكون التحقق منه احسن عند تطبيقه على الاعـداد الموجية لانقطاعات الامتصاص . وان الجذر التربيعي للاعداد الموجية للانقطاعات المتشابهة لمختلف العناصر هي تابع خطي لرقمها الذري .

١٤ ـ ٢١ . ـــ نظرية الاصدار والامتصاص للاشعة السينية .

أ) حصل تفسير أطياف الاشعة السينية على يد كوسل Kossel ، بتعميم

نظرية بور العائدة للطيف الضوئي لذرات اشباه الهدروجين . لكن ينبغي ان تؤخذ بعين الاعتبار الفروق العامة التي يبديها هذان النوعان من الاطياف . فالاوائل تعتمد على طاقات eV اكبر بكثير من الاواخر من اجل تهييجها ، وان الطاقات $h\nu$ التي تقابل التواترات المميزة لها هي عالية جداً ، هذا ومن جهة ثانية ، بينما ان الأطياف الضوئية للعناصر المتشابهة كيميائياً كالمعادن القلوية (الفقرة ١٤ – ٢) او القلوية الترابية (الفقرة ١٤ – ١٣) هي متماثلة ، وبالنتيجة ان بنية هذه الأطياف تنبي عن بعض الخواص الدورية عندما تصنف العناصر بترتيب الرقم الذري المتزايد، فان الاطياف السينية لاعلاقة لها بالخواص الكيميائية ، ويطرأ عليها من عنصر الى الذي يليه في الرقم الذري ، انتقال تدريجي .

تفسر هاتان المعطاتان الاساسيتان اذا قبلنا بأن الاطياف السينية هي أطياف الكترونية لا تعطيها الكترونات التكافؤ وانما الكترونات اشد ارتباطاً من هذه بالذرة ، أي منتمية الى الطبقات العميقة (الفقرة ١٤ – ٩) وهكذا نفهم ان اطياف الاشعة السينية هي قليلة التحسس من دخول الذرات في جزيء او في شبكة بلورية ، لأن الالكترونات التكافؤية هي التي تتعدل طاقتها بالاتحادات الكيميائية او بالقوى الشبكية .

على ان الخطوط السينية لعنصر معدني نقي ، او في حالة اتحاد داخل اكسيد مثلا ، تبين عن فروق صغيرة في طول الموجة (فيما يتعلق بالجوامد ، راجع الفقرة ١٦–٦) .

ان وجود عدد صغير من جماعات الخطوط السينية المميزة يبين ان سويات الطاقة للالكترونات العميقة هي مكممة . ويرمز اليها بالأحرف K ، L ، M ، ... حسب ترتيب الطاقة المتزايدة (بالقيمة المطلقة) بنفس الاصطلاحات التي وردت في مخطط الشكل ١٤ – ١٠ ، ويقابل سويات الطاقة لذرة H [١٤،١٤] وفقاً لـ [١٤،٦٦] سويات طاقة سينية تعطى بالصيغة :

$$W_x = - \frac{\mathcal{R}\, ch\, (Z - C)^2}{n^2} \quad \text{حيث} \quad (n = 1, 2, 3, ...)$$ [١٤، ٦٩]

وسنرى في الفقرة ١٤ – ٢٢ انه يوجد تقابل وصلة بين هـذا التصنيف للسويات السينية وبين سويات الاطياف الضوئية . الا ان العلاقات المتقابلة بين الاصدار والامتصاص هي اقل بساطة في الاطياف السينية منهـا في الاطياف الضوئية (الفقرة ١٤ – ٦) .

ب) ان عدم وجود خطوط امتصاص يجبرنا على التسليم بان الالكترون لا يمكن ان ينتقل مباشرة من سوية K مثلاً الى سوية طـاقية أعلى : L أو M . ويعزى هـذا المنع الى ان عدداً محدوداً من الالكترونات يمكن ان تكون له الطاقة العائدة الى سوية معينة ، وفي التعبير التصويري يقـال ان الطبقة L مثلاً هي « مشغولة » بعدد من الالكترونات ، وان الكتروناً قادماً من السوية K الدنيا لا يمكن ان يجد له « مكاناً » ان هذه الفرضية التي تبدو وكأنها موافقة ، هي في اساس **مبدأ باولي** Pauli الذي يعطي مفتاح البنية الالكترونية للذرات (الفقرة ١٤ – ١٥ من الجزء ٨) .

ان ميكانيكية اصدار خط سيني هي عندئذ الآتية: تقوم الطاقة التي تتلقاها الذرة بتأيين هذه الذرة ، اي انها تنتزع منهـا الكتروناً ، من الطبقة K مثلاً فيحدث في هذه الطبقة فراغ يمكن ان يشغله الكترون قادم من طبقة ذات طاقة اعلى ، ولتكن L مثلاً . فهذا الانتقال يرافقه اصدار خط عدده الموجي :

$$\sigma_{LK} = \frac{W_L - W_K}{hc} = \mathcal{R} \left[\frac{(Z - C_L)^2}{n_L^2} - \frac{(Z - C_K)^2}{n_K^2}\right]$$ [١٤، ٧٠]

اما التأيين فانه يتطلب ، في الحالة المبحوثة ، امتصاص كمية من الطاقة لا تقل عن W_K . اذن فانقطاع الامتصاص K له عدد موجي قدره :

$$\sigma_K = \mathcal{R}\,\frac{(Z - C_K)}{n_K^2} \qquad [١٤،١١٧]$$

تدل الثوابت C على أن الامور تتم كما لو أن الالكترون كان موجوداً في حقل كولوني شحنته المركزية للنواة هي أصغر من الشحنة الحقيقية Z . وفي صورة الطبقات الالكترونية يكون من المفهوم إذا وقعت الالكترونات بين الالكترون المبحوث وبين النواة ، فشحنتها السلبية تعوض جزئياً الشحنة الموجبة للنواة ، ومن هنا جاء اسم **ثابتة الحجز** أو ثابتة الحيلولة الذي يطلق على الثوابت C (راجع الفقرة ١٤-٨) وكلما كانت الطبقة أبعد عن النواة كانت ثابتة الحيلولة العائدة لها أكبر . ذلك لأن $C_K < C_L < C_M \ldots\ldots$

ج) إن الميكانيكية التي بيناها تجر عدداً من النتائج تحققها التجربة :

١ً . — إن إصدار الأشعة السينية مرتبط باعـــادة تنظيم الالكترونات المحيطة بنواة الذرة ، عندما تتأين هذه بحيث ان المجموع يعود الى الاستقرار ، أي يستعيد أو يعود الى طاقة هي أصغر ما يمكن .

إن ذرة الهدروجين أو ذرة الهليوم اللتين لهما في الحالة الاساسية بالترتيب الكترون أو الكترونان في السوية K (راجع الشكل ١٤ - ٤٦) ليس لهما طيف سيني لأنهما متى تأينتا فليس في الذرة الكترون L يمكنه أن يسقط على الطبقة K . ويمكن اعتبار الخط الاول من مجموعة ليمان للهدروجين كأنه يمثل الخط K من الطيف السيني لهذا العنصر ، بمعنى أن عدده الموجي يحصل عليه من الفرق بين الحدين الطيفيين K و L ، ولكن ميكانيكية إصداره ليست ميكانيكية إصدار خط سيني .

٢ً . — يبدو العدد الموجي σ_K كأنه حد لمجموعة خطوط (المجموعة K)

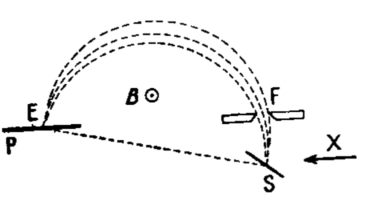
أعدادها الموجية σ_{LK} ، σ_{MK} ، ... هي كلها أصغر من σ_K ، ولكنها لاتصغره بكثير ، لان التجربة تبين أن الحد الاول من الفرق [١٤ ، ٧٠] - الذي يقابل الانقطاعات L ، M ، ... - هو صغير امام الحد الثاني . وهكذا (الشكل ١٤ - ٥٦) فان اعداد الموجة العائدة لخطوط الاصدار السينية لجماعة هي قريبة من عدد انقطاع الامتصاص لنفس الجماعة واصغر منه بقليل .

٣ً . - عندما تكون الطاقة W التي تتلقاها الذرة اعظم من التي تقابل انقطاعاً امتصاصياً ، مثلاً W_K ، فان الالكترون المنتزع ، فيه طاقة زائدة قدرها $W - W_K$ ، فاذا كانت الطاقة W آتية اذن من حزمة من الاشعة السينية تواترها ν معلوم ، تنقل فوتونات طاقتها $W = h\nu$ ، فانه ينبغي التفكير بانه ، مثلما يحدث في الفعل الكهرضوئي (١٦،٦-٢١) ، فان الفرق :

$$W_k = W - W_K = h\,(\nu - \nu_K) \qquad [١٤،٧٢]$$

يملكه الالكترون بشكل طاقة حركية . ويمكن بالفعل تبيان محارك الالكترونات الناجمة من التأين بواسطة حجرة ولسن (٦ ، الشكل ١٧ - ١٢).

ولكنه يمكن ايضاً التحقق كمياً من العلاقة [١٤،٧٢] بواسطة الجهاز الممثل بالشكل ١٤ - ٥٩ . تسقط حزمة من الاشعة السينية على المادة S . وان بعض الالكترونات الصادرة في مختلف المناحي تمر امام شق اثره F يقع فوق S .



الشكل ١٤ - ٥٩ . جهاز دراسة الالكترونات الفوتونية السينية

ويعطف محركها بواسطة حقل تحريض مغناطيسي منتظم B عمودي على مستوى الشكل فترسم دوائر (٦ ، ١٦ - ٥٤) .

ان الالكترونات التي لها نفس السرعة تتجمع في نقطة E من لوحة تصويرية

P يمر مستويها من F . ان قياس نصف قطر الانحناء $R = \frac{EF}{2}$ يمكن من حساب السرعة بواسطة العلاقة (٦، [١٦، ٩]):

$$u = \frac{ReB}{m_0}$$

ومن ذلك تحسب الطاقة الحركية . وقد وضع مجمل الجهاز في الخلاء ، ويدخل الاشعاع من نافذة من الالمنيوم .

٤ً . – ان الصيغة [١٤، ٧٠] تبين ان قانون موزلي يتحقق تماماً اذا كانت الثوابت C_K ، C_L ، ... هي نفسها . فيكون لدينا عندئذ من أجل الخط K_α ($n_K = 1, n_L = 2$) :

$$\sigma_{LK} = \mathcal{R}.0{,}866\,(Z - C)^2$$

الا ان الثوابت C ، بالرغم من انها صغيرة امام Z ، بالنسبة الى العناصر الثقيلة ، ليس لها كلها نفس القيمة .

نفهم من ذلك ان قانون موزلي تخضع له خضوعاً اجود ، انقطاعات الامتصاص المعطاة بـ [١٤، ٧١] والتي تدخل فيها ثابتة حيلولة واحدة .

د) يصادف ان بعض الانتقالات الداخلية التي وردت في ب) مثل K → L لا تولد اصداراً للاشعة السينية ، ولكن الطاقة $W_K - W_L$ تفيد في طرد الكترون ثان من الذرة ، يلاحظ مثلاً في حجرة ولسن . وهذا ما يسمى بفعل اوجه Auger ،

١٤ ـ ٢٢ . ـــ البنية الثنائية لأطياف الاشعة السينية .

اذا فحص طيف اصدار سيني بجهاز ذي قدرة فصل كافية ، تبين انه مؤلف

من ثنائيات . فيلاحظ خطان $K\alpha$ هما : $K\alpha_1$ و $K\alpha_2$ ، الخ ... (الشكل ١٤ – ٦٠ في اللوحة ٨) . وان تفسير هذه البنية الدقيقة مماثل لتفسير الثنائيات الضوئية للعناصر القلوية ، الذي يستعين باسبين الالكترون .

ان السويات العميقة لطاقة الذرة تتصنف حسب المبادىء التي شرحت بمناسبة الاطياف الضوئية ، وكل واحد منها يتميز بقيم الاعداد الكمية n ، l ، و j .

فالسوية K وهي الاعمق ، يقابلها العدد الكمي الرئيسي $n = 1$ ، ويكون $l = 0$ و $j = \frac{1}{2}$. وفي السوية التالية L : $n = 2$ و $l=0$ أو 1 ، $j = \frac{1}{2}$ او $\frac{3}{2}$ (راجع الجدول ١٤–٣) فيوجد اذن ٣ سويات تحتية L ممكنة يشار اليها بـ L_I ، L_{II} ، L_{III} في الاطياف السينية ولها التقابل الآتي مع الرموز الضوئية :

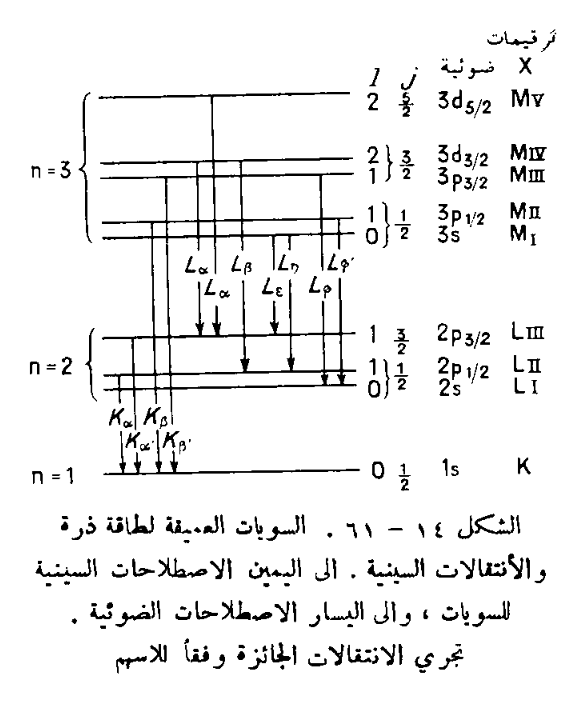
الترقيم السيني	n	l	j	الترقيم الضوئي
L_I	2	0	1/2	2 s
L_{II}	2	1	1/2	2 p
L_{III}	2	1	3/2	2 p

يقابل هذه السويات الثلاث ثلاثة انقطاعات امتصاصية تلاحظ فعلاً (الشكل ١٤ – ٦٠) .

نطبق قواعد اصطفـــاء الطيوف الضوئية نفسها (الفقرة ١٤ – ١٥) : $\Delta l = \pm 1$ ، $\Delta j = 0$ ، ± 1 . وهكذا يتفسر لماذا لايوجدمثلاً إلا خطان $K\alpha$، لأن الانتقال من السوية L_1 الى السوية K محظور بالقــاعدة $\Delta l = \pm 1$. وان المجموعة K لاحتوائها على الخطوط $K\alpha$ ، $K\beta$ ، $K\gamma$ ... هي مـــاثلة للمجموعة الرئيسية الضوئية للمعادن القلوية (الفقرة ١٤ – ٢) .

ان دراسة سويات الطاقة الالكترونية في نطاق الأشعة السينية ، تؤكد اذن نتائج دراسة الطيوف الضوئية .

يدل مخطط الشكل ١٤ - ٦١ على السويات وعلى الانتقالات الجائزة لعدد من الطبقـــات الالكترونية . وتوجد اسباب اخرى للبنيـة الرفيعة للخطوط السينية لن نتعرض لدراستها .



الشكل ١٤ - ٦١ . السويات العميقة لطاقة ذرة والأنتقالات السينية . الى اليمين الاصطلاحات السينية للسويات ، والى اليسار الاصطلاحات الضوئية . تجري الانتقالات الجائزة وفقاً للاسهم

١٤ ـ ٢٣ . ــ تطبيقات الاطياف الذرية .

ان الاطياف الذرية والاطياف السينية ، المميزة لعنصر معين يمكن ان تفيد في كشفه واحياناً في تعييره .

يحصل على الطيوف الضوئية الاصدارية ، اذا كانت العينة التي يراد تحليلها ناقلة ، باستخدامها مسرىً لمرور القوس او الشرارة ، فاذا كانت مسحوقاً فانها تُدخل في تجويف يحفر داخل مسرى من الغرافيت النقي . واذا كانت بحالة محلول ، فيمكن ان تُشرب في مسرى من الغرافيت او ان تفجر الشرارة بين السائل وبين مسرىً مساعد (الفقرة ١٣ - ٢) .

أ) التحليل الطيفي الكيفي (النوعي) . ان التحليل الطيفي بالاصدار

لايتطلب إلا قليلاً من المادة (١,٠ الى ١٠ مللغرام) وهو سريع ونوعي مميز ، ويكون غالباً حساساً جداً : فيمكن ان يكشف في مزيج نسبة كتلية اقل من $١٠^{-٨}$ من العناصر امثال Na ، K ، Fe ، Pb . والشكل ١٤ – ٦٢ (اللوحة ٧) يعطينا مثالاً من التحليل الطيفي بالاصدار . واذا ازداد تمدد الجزرة العنصر بالجزرة غريبة ، فان التجربة تدل على ان بعض خطوط الطيف تكون آخر ما يختفي . وتسمى **بالخطوط الاخيرة** . وهي في العموم خطوط تجاوب (الفقرة ١٤ – ٧ د) .

لقد اكتشفت بواسطة التحليل الطيفي عدة عناصر قبل ان يمكن على حدتها فرزها،وذلك مثل الروبيديوم والسيزيوم والتاليوم والغاليوم والانديوم والهليوم (في طيف الشمس) والدوتيريوم ... وتستعين الصناعة الكيميائية والمعدنية والجيولوجيا والبيولوجيا والطب بالتحليل الطيفي استعانة كبيرة . وان التحليل الطيفي للضوء الصادر من النجوم هو طريقة دراسة اساسية في فيزياء النجوم . وتستعمل في الجيوفيزياء دراسة طيوف البرق والفجر القطبي والسماء الليلية (الفصل ١٧) .

يدل قانون موزلي (الفقرة ١٤ – ١٩) على تغير منتظم لتواترات الاشعة السينية المصدرة ، مع العدد الذري . وان رؤية خطوط لاتزال مجهولة قد نسبت الى وجود عناصر جديدة امكن فرزها فيما بعد : مثل الهافنيوم والرينيوم .

ان طيف امتصاص ايونات العناصر النادرة المحلولة (الشكل ١٦ – ١٢) (اللوحة ٦) ، او الموجودة بالحالة الصلبة ، يتألف من خطوط بعضها ضيق جداً . وقد مكنت دراستها من كشف بعض هذه العناصر (لوتيسيوم) وتستعمل لمتابعة عملية فصل املاحها بالتبلور الجزأ .

ان امتصاص الشعاعات الشمسية من قبل جو الشمس وجو الارض (خطوط فراونهوفر) قد اعطى معلومات عن تركيب هذين الجوين .

وان طيف امتصاص الاشعة السينية من قبل عينة ينبئنا عن تركيبها العنصري . ويمكن كشف آثار تبلغ 10^{-9} الى 10^{-10} غراماً .

ب) **التحليل الطيفي الكمي** . ان الشدة I لخط طيفي تتعلق بالعدد N للذرات التي تصدره، وينبغي ان يمكّن قياسها من تعيين هذا العدد ، اي بتعيير العنصر العائد لها . ولكن هذه الشدة تتعلق كذلك باحتمال الانتقال الذي يقابله (الفقرة ١٤ - ٧) وبنتيجة ذلك - وبشكل معقد - بشروط العمل . تدل التجربة مع ذلك على انه يمكن ان نكتب بصورة تقريبية :

$$I = AN^{a} \qquad [٧٣،١٤]$$

حيث A و a هما ثابتتان بالنسبة الى خط معين في شروط تهييج معينة .

يجري تعيير العنصر X في الغالب بخلط كميات معينة من العينة الحاوية عليه مع كميات معروفة من عنصر آخر E . وتقاس نسبة الشدة I لخط من X الى الشدة I' لخط E طول موجته مقارب له ، يقابل شروط تهييج مماثلة (مثلاً خطان قوسيان او خطان شرريان) من كل مزيج، وتعطي الصيغة [٧٣،١٤]:

$$\frac{I}{I'} = \frac{AN^{a}}{A'N'^{a'}}$$

ومنه

$$\ln \frac{N^{a}}{N'^{a'}} = \ln \frac{A'}{A} + \ln \frac{I}{I'}$$

فاذا كان E موجوداً بوفرة زائدة بالنسبة الى X فان $N'^{a'}$ هي غالباً ثابتة ويكون :

$$\ln N = \frac{1}{a} \ln \frac{I}{I'} + \text{ثابتة} \qquad [٧٤،١٤]$$

ان تعيير الايونات بواسطة الفوتومترية الطيفية الامتصاصية يجري مثل تعيير الذرات (الفقرة ٥ - ٢٥) .

تمارين

ملاحظة . - هنالك حاجة في عدة حسابات الى استعمال القيمة :

$$e/hc = 8{,}068\ 2.10^5 \text{ (M.K.S.)}$$

ومنها $hc/e = 1{,}2394.10^{-6}$ (M.K.S.) ، حيث e هي الشحنة العنصرية و h ثابتة بلانك و c سرعة الضوء ، وكذلك ثابتة بولتزمـــان $k = 1{,}38.10^{-23}$ j/dg.

١٤ - أ ١ْ . - اذا علمنـا ان كمون التأين لليتيوم هو $V_i = 5{,}390$ V ، فاحسب حده الاساسي T_0 ، معتبراً نهاية التأين مبـدأ للحدود . احسب طول الموجة λ في الخلاء لنهاية السلسلة الاساسية .

٢ْ . - ان اول كمون للتهييج ، لدى قياسه بطريقة كهربائية يعطي القيمة $V_1 = 1{,}85$ V . احسب الحد T_1 الذي يقابله . وقارن بين الدقة التي يعين بهـا هكذا وبين الدقة التي تعطيها طريقة الكشف الدوراني (الاستروبوسكوبية).

اذا علمت ان هذا الحد يمكن ان يتركب مع T_0 فاحسب طول الموجة λ_1 العائد له .

١٤ - ب عين السويتين n و $n + 1$ (المتجاورتين) لطاقة الذرة H اللتين يمكن بينهما ان تحصل انتقـالا بامتصاص امـواج هرتزية ذوات اطوال امواج مجاورة ، اما لـ ١ سم أو لـ ١ م . ولدينا $\mathcal{R} = 109\ 677\ \text{cm}^{-1}$

١٤ - ج تهيج ذرات من الهدروجين في الحـــالة الاساسية بواسطة صدم الكترونات لها طاقة تساوي 1,25 eV . ما هي الخطوط الطيفية الصادرة بزوال التهييج ؟ نفس السؤال اذا كانت طاقة الالكترونات 14 eV .

١٤ – د احسب قوة التجاذب F_e بين النواة وبين الالكترون الموجود على المدار الاول لبور في ذرة الهدروجين وقارن بينها وبين قوة الثقل F_g (الجزء الاول ، الفقرة ١٦ – ١) .

١٤ – ه احسب كمون التأين للخط الذي يقابل الانتقال $n = 2 \rightarrow n = 1$ في الايون He^+ (تعتبر كتلة الالكترون مهملة امام كتلة النواة) .

١٤ – و احسب الفرق $\Delta\lambda$ بين طولي موجتي الخطين H و D (وهما الخطان الأولان في سلسلة بالمر) ما هو الفرق بين كموني التأين V_D و V_H للذرتين D و H ؟

ثابتة رايدبرغ من اجل النواة الساكنة $\mathcal{R} = 109\,737\ cm^{-1}$ ، والنسبة بين كتلة البروتون وكتلة الالكترون $\frac{m_H}{m_e} = 1836{,}1$.

١٤ – ز تمتص كتلة من بخار الزئبق بالضغط المنخفض ، في كل ثانية 10^{16} فوتوناً من خط التجاوب الضوئي . ومدة العمر المتوسط θ لذرات الزئبق في الحالة الهائجة ، التي تنتج من ذلك هي 10^{-7} ثانية تقريباً .

احسب العدد N للذرات الهائجة .

١٤ – ح تحتوي كتلة من بخار الصوديوم في كليتها على N ذرة . وبنتيجة ارتفاعها الى الدرجة 2000 K ، تصدر الشعاعة $\lambda = 589\ nm$ بشدة تقابل $n = 2000$ فوتوناً في الثانية مقابل كل ذرة . ما هي مدة العمر المتوسط θ لذرة الصوديوم في الحالة المتهيجة ؟

١٤ – ط اذا علمنا ان الحالة الاساسية لذرة الليتيوم هي الحالة S ، فبأي رمز ينبغي ان نشير الى الحد المحسوب T_1 الوارد ذكره في التمرين ١٤ – أ ؟

١٤ — ي ان الشعاعة $2P \rightarrow 2S$ لليثيوم ($\lambda_1 = 6710\ \mathring{A}$) هي ثنائية تختلف مركبتاها بالمقدار $d\lambda_1 = 0{,}153\ \mathring{A}$. بيّن لماذا كانت الشعاعة $3S \rightarrow 2P$ ذات طول الموجة $\lambda_2 = 8130\ \mathring{A}$ هي ثنائية ايضاً واحسب التضاعف $d\lambda_2$.

١٤ — ك ترسل حزمة رفيعة من الاشعة السينية الوحيدة اللون على كرة كشاف كهربائي . ولمنع ورقتيه من الانفراج ينبغي رفعها الى كمون موجب قدره 8kV ، ما هو طول موجة الاشعاع الوارد ؟

١٤ — ل باستعمال معطيات الجدول ١ - ٢ : احسب بصورة تقريبية التوتر V الذي ينبغي تطبيقه على انبوب للاشعة السينية لكي يظهر الخط $K\alpha$ ، اذا كان جهاز مقابل المهبط من النحاس او من الموليبدين .

★ ★ ★

الفصل الخامس عشر

الطيوف الجزيئية

١٥ ـ ١ . ـــ الخواص العامة للطيوف الجزيئية :

أ) دلت بعض الملاحظات والمشاهدات (الفقرة ١٣ - ١ هـ) على أن إصدار الإشعاع أو امتصاصه من قبل المادة لا ينجم دوماً عن الذرات التي تؤلفها . وإنما له غالباً خواص التجمعات الجزيئية .

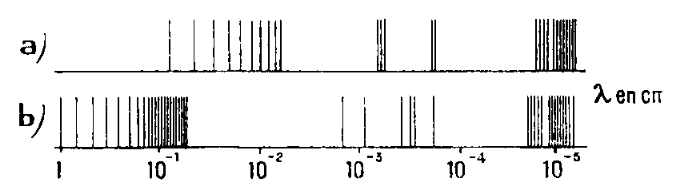
إذا كانت المادة في حالة البخار ، فإن الأطياف الجزيئية تكون على العموم مؤلفة من خطوط كالاطياف الذرية . ولكنها أكثر عدداً ومجمعة في أغلب الأحيان في عصائب (الشكل ١٣ - ٦) . وفي بعض الأحيان تظهر طيوف متصلة . فإذا غذينا مثلاً مباشرة بتوتر في حدود كيلو فولت ، أنبوب تفريغ حاوٍ على الهدروجين ، بضغط بضعة مليمترات من الزئبق ، حصلنا ، علاوة على طيف الخطوط المتعددة الذي في الشكل (١٣ - ٥) ، على طيف متصل يستمر من ٤٠٠٠ Å إلى ٢٤٠٠ Å ، وهو يستخدم كمنبع للاشعاع فوق البنفسجي .

تدل التجربة على أن جميع الأجسام تقريباً ، البسيطة منها والمركبة من جزيئات تحوي على أكثر من ذرتين ، لها طيف امتصاص مميز لها ، يقع في ثلاث مناطق طيفية : ما فوق البنفسجي أو المرئي ، وما تحت الأحمر الأدنى أو المتوسط[1] وما تحت الأحمر الأقصى أو ما فوق الهرتزي .

---

(١) هو ما تحت الأحمر الذي تسمح به المطيافات ذوات المواشير ، ويتراوح مابين $1\ \mu$ و $30\ \mu$ تقريباً .

وهذا صحيح أيضاً فيما يتعلق بالجزيئات الثنائية الذرة القطبية (٦ ، ٤-١٢) أما الجزيئات الثنائية الذرة المتجانسة الأقطاب (H_2 ، N_2 ، ..) فإنها تشذ لأسباب سنراها فيما بعد . إن أطياف الجزيئات هي إذن أكثر تعقيداً بكثير من طيوف الذرات ويبين لنا الشكل (١٥ – ١) ، طيفين امتصاصيين مبسطين لحمض كلور الماء HCl وكلور المتيل CH_3Cl .



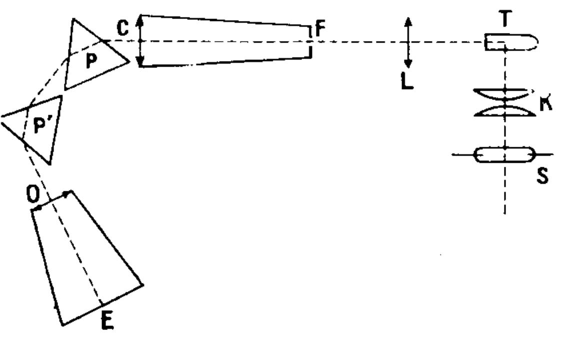
الشكل ١٥ – ١ . مبسط لطيفين امتصاصيين : a) HCl ، b) H_3Cl

ب) وكما رأينا في أطياف الذرات ، أن طيوف الاصدار هي أكمل من طيوف الامتصاص : إن التفريغ الكهربائي في الغازات عديمة اللون والموجودة تحت ضغط منخفض يعطي أضواءً ملونة يتعلق طيفها بطبيعة الجزيء . فمثلاً إن الشكل (١٣ – ٦) يرينا طيف الاصدار لجزيء الآزوت في المرئي . وهو منطقة يكون فيها الغاز شفافاً بالدرجة العادية .

ج) إن الجزيئات ، كالذرات ، تعطي أطياف تفلور هي أيضاً أكثر تعقيداً من الأطياف الذرية .

د) وأخيراً ، يوجد نوع من الأطياف الجزيئية ليس له معادل في الأطياف الذرية ، وهو : **طيوف الانتثار أو طيوف رامان** Raman (١٩٢٨) . فإذا حللنا بواسطة مسجل الطيف (الشكل ١٥ – ٢) الضوء المنثور جانباً (الفقرة ١٠ – ٧) من قبل غاز أو سائل أو جامد مضاء بواسطة حزمة ضوئية وحيدة اللون مرئية أو من فوق البنفسجي ، عددها الموجي σ_i ، وجدنا أنه يحوي ، علاوة على الشعاعة σ_i (خط رايلي) على شعاعات أعدادها الموجية

$\sigma_i + \sigma_1$ ، $\sigma_i + \sigma_2$ ، و $\sigma_i - \sigma_1$ ، $\sigma_i - \sigma_2$ الخ... تؤلف **خطوط رامان**. فإذا غيرنا التواتر σ_i أعطت نفس المادة الناثرة خطوطاً أخرى، ولكن الفروق σ_1 ، σ_2، ... بين أعدادها الموجية وبين العدد الموجي للخط المهيج تبقى على حالها. وهذه الأعداد هي مميزة للطبيعة الكياوية وللحالة الفيزيائية للمادة المدروسة.



الشكل ١٥ - ٢. - جهاز لدراسة طيوف رامان: S = منبع ، K = مكثف ، T = أنبوب يحتوي على المائع المدروس ، تشكل العدسة L خيال القسم المضاء من T على الشق F لمطياف ذي مواشير P . O = جسمية تصويرية ، E = اللوحة الحساسة .

يختلف فعل رامان عن التفلور بالصفات الآتية:

١ً. - إن الشعاعة المهيجة يمكن أن تكون أية شعاعة كانت ، بينما ينبغي في حالة التفلور أن تكون من طيف الامتصاص . ٢ً. - بينما نرى أن الاعداد الموجية في شعاعات التفلور هي مميزة للجزيء الذي يصدرها ، فان المميز في حالة الانتثار هو الفروق σ_1 ، σ_2 ، ... وتسمى غالباً : **أعداد رامان الموجية أو (تواترات رامان)** .

يوضح الشكل ١٥ - ٣ (اللوحة ٨) المفاهيم السابقة ويبين أننا نجد نفس طيف الامتصاص لرابع كلور الفحم المهيج بشعاعتين مختلفتين لقوس الزئبق (واللتين تكون هذه المادة شفافة بالنسبة إليهما) .

إن شدة خطوط رامان هي في حدود من الكبر أصغر بكثير من خطوط رايلي . وتتطلب رؤية طيف رامان إنارة شديدة للمادة كما تتطلب مطيافاً مضيئاً

جـدأ . إن شدة الخطوط $\sigma_1 + \sigma_i$ .... (المسماة بالخطوط الموجبة) هي عملياً اضعف من شدة الخطوط $\sigma_1 - \sigma_i$ ، ... (الخطوط السلبية) وذلك مثلما يبينه لنا الشكل (١٥-٣) .

هـ) سنرى أن امتصاص الشعاعات أو إصدارها من قبل الجزيئات يتفسر كما في حالة الذرات ، بتغير لطاقتها ΔW ، يرتبط بالتواتر ν بالصيغة :

$$\nu = \frac{\Delta W}{h}$$

حيث h هي ثابتة بلانك . ولكن الطاقة W يمكن أن تتعلق هنا لا بالحالات الالكترونية فحسب ، بل بحركات الاهتزاز الذرات المؤلفة للجزيء وبدورانها . وإننا بعد أن نقوم بدراسة موجزة لمختلف الطيوف سنبين كيف أمكن أن تنسب الشعاعات المركبة لها ، الى مختلف أنواع اهتزازات الطاقة الممكنة أو إلى تركيباتها .

١٥ ـ ٢ . ـ طيوف الجزيئات الثنائية الذرة :

إن أبسط الطيوف الجزيئية هي طيوف الجزيئات الثنائية الذرة ، ولذلك فسنبدأ بدراستها . فنفحص بالتدريج المناطق الطيفية المختلفة التي ميزناها في **الفقرة ١٥ — ١** .

١) **المنطقة الهرتزية العليا ومنطقة ماتحت الأحمر الأقصى** : إن الغازات والأبخرة المؤلفة من جزيئات غير متجانسة الأقطاب ، والمكونة من ذرتين مختلفتين تعطي في هـذه المناطق طيف امتصاص بسيط ، يتألف من خطوط أعدادها الموجية متساوية الأبعاد تقريباً ، أي :

$$\sigma = J\sigma_0 \qquad [١٥-١]$$

حيث σ_0 ترمز إلى مقدار مميز للجزيء ، و J عدد صحيح .

يعطينا الجدول (١٥ - ١) خطوط الامتصاص التي شوهدت لـ HCl :

الجدول ١٥ - ١

طيف امتصاص HCl في منطقة تحت الأحمر الأقصى

λ بـ μ :	٤٨٠	٢٤١	١٦٠	١٢٠	٩٦	٨٠٫٤٥	٦٨٫٩٥
σ بـ cm^{-1} :	٢٠٫٨	٤١٫٦	٦٢٫٥	٨٣٫٠٣	١٠٤٫١٠	١٢٤٫٣	١٤٥٫٠٣
$\Delta\sigma$ بـ cm^{-1} :	٢٠٫٨	٢٠٫٩	٢٠٫٤٧	٢١٫١٠	٢٠٫٢٠	٢٠٫٧٣	٢٠٫٤٨
λ بـ μ :	٦٠٫٤	٥٣٫٨	٤٨٫٤٩	٤٤٫١٥			
σ بـ cm^{-1} :	١٦٥٫٥١	١٨٥٫٣٦	٢٠٦٫٣٨	٢٢٦٫٥٠			
$\sigma\Delta$ بـ cm^{-1} :	٢٠٫٣٥	٢٠٫٥٢	٢٠٫١٢				

إن الابتعادات $\Delta\sigma$ بين الخطوط المتتابعة هي ثابتة تقريباً ويمثل الطيف بالصيغة :

$$\sigma = 20{,}68\,J \qquad [١٥،٢]$$

تتغير J من ١ الى ١١ في الجدول السابق ويعطينا الشكل (١٥ - ٤) مبسطاً للطيف المشاهد .

0 100 200 $\sigma(cm^{-1})$

الشكل ١٥-٤ .

مبسط لطيف ما تحت الأحمر الأقصى لـ HCl (أخذ ارتفاع الخطوط متناسبا مع شدة كل خط)

سنرى فيما بعد (الفقرة ١٥ - ٦ ب) أنه يمكن تفسير تغيرات $\Delta\sigma$.

لوحظ قسم من الطيف عينه (J بين ١٧ و ٣٣) في حالة الاصدار في اللهب .

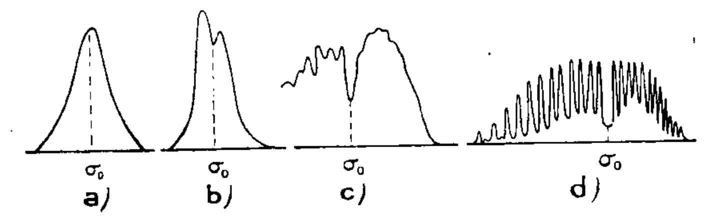
وفي حمض ايود المـاء HI لوحظت الخطوط الامتصاصية الثلاثة الأولى

($J = 1, 2, 3$) بأطوال أمواج قدرها ٠,٧٨ ، ٠,٣٩ ، و ٠,٢٦ مم أي :

$$\sigma = 12{,}8\ J$$

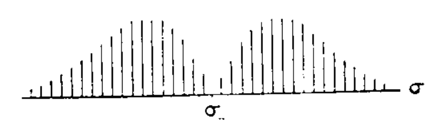
إن الكشف الطيفي للمنطقة فوق المرتزية يتعلق بالامتصاص فقط ، لأن أطياف الاصدار في هـذه المنطقة من الطيف يغطيها تماماً الاشعاع الحراري (الفقرة ١٤ – ٧) .

ب) **منطقة ما تحت الاحمر الأدنى** : إن طيف الامتصاص هنا هو أشد تعقيداً من الذي قبله . يبين الشكل (١٥ – ٥) التقدم الذي تحقق في دراسة



الشكل ١٥ – ٥ . – قسم من طيف ما تحت الأحمر لغاز HCl كما يرى في مطاييف تزداد قوة الفصل فيها من a لى d . وهذه كلها أطياف مواشير . (يقرأ σ_a بدلا من σ_0)

طيف HCl الغازي ، في جوار الطول الموجي ٣,٥ مكروناً ، مع تزايد قدرة الفصل في أجهزة الطيف . **إن عصابة الامتصاص** التي في الشكل ١٥–٥ a تظهر مضاعفة في (b) ثم يلوح في كل جزء منهـا (c) بنية مركبة تتحلل في (d) . فتتألف العصابة في النهاية من سلسلتين من الخطوط (الشكل ١٥ – ٥ مكرر) متساوية الأبعاد



الشكل ١٥ – ٥ مكرر
بنية عصابة الامتصاص الواردة في الشكل ١٥ – ٥ d (إن ارتفاع الخطوط متناسب مع شدة الخطوط الطيفية (الطيف النظامي)

تقريباً في الأعداد الموجية ومتوزعة توزعاً متناظراً حول الشعاعة σ_v التي لا يقابلها أي خط . إذن فجملة خطوط العصابة قابلة للتمثيل في تقريب أولي بـ :

$$\sigma = \sigma_v \pm m\sigma_0 \qquad [١٥،٣]$$

حيث m عدد صحيح غير معدوم وحيث σ_0 له تقريباً نفس القيم التي في الصيغة [١٥،٢] .

معنا في البحوث : $\sigma_v = 2886\ cm^{-1}$ $(\lambda_v = 3,46\mu)$ و :

$$\sigma = 2886 \pm 20,58\,m \qquad [١٥،٤]$$

ج) **الانتثار**: يبين لنا الشكل ١٥-٦ (اللوحة ٨) طيف رامان لـ HCl . وهو يتألف من منطقتين. ففي جوار الخط المهيِّج يتألف الطيف المنخفض التوتر من مجموعتي خطوط موجبة وسالبة $\sigma_i \pm \sigma_m$ أعدادها الموجية الرامانية هي أمثال صحيحة لنفس الكمية :

$$\sigma = 41,5\,m \qquad [١٥،٥]$$

وبالقرب من العدد الموجي $\sigma_0 = 2886\ cm^{-1}$ نجد طيفاً عالي التواتر يتألف من خط محاط تناظرياً بخطوط متساوية الأبعاد يفصل بينها نفس الفاصل الذي يفصل بين الخطوط [١٥،٥] وفقاً للصيغة :

$$\sigma_m = 2886 \pm 41,5\,m \qquad [١٥،٦]$$

يلاحظ إذن أن خط رامان الرئيسي له عدد موجي مميز يساوي σ_v هو الذي في الصيغة [١٥،٣] وان تباعد الخطوط المحيطة به والتي تحيط بالخط المهيج هو تقريباً ضعف تباعد خطوط امتصاص ما تحت الأحمر في [١٥،٢] و [١٥،٣] .

د) **في القسم المرئي وفي ما فوق البنفسجي** . إن طيف امتصاص HCl في ما فوق البنفسجي لما كان غير معروف بتفاصيل كافية ، فإننا نتخذ مثالاً طيف إصدار السيانوجين CN .

—٥– ١ً – ترى بسهولة الأقسام الزرقاء والبنفسجية من هذا الطيف بفضل تشكيل خيال لهب قوس كهربائية على شق مطياف ، على أن تكون هذه القوس حاصلة بين مسريين من الفحم . يتضمن الطيف عدة مناطق مضيئة يتميز فيها عدة **عصائب** تتدرج نحو أطوال الأمواج القصيرة ولها من ناحية الأمواج الطويلة حروف واضحة يسمى كل حرف منهــا **رأس** العصابة **أو حرفها** . ومن السهل التسديد على هذه الحروف في أطوال الأمواج ٤٢١٦ و ٤١٩٧ و ٤١٨١ و ٤١٦٨ و ٣١٥٣ Å في منطقة البنفسجي . ويوجد عصائب مماثلة لها في منطقة ما فوق البنفسجي (الشكل ١٥ – ٧ a في اللوحة ٩). يؤلف الكل **جملة عصائب** .

٢ً . إذا زيدت قدرة الفصل في المطياف يلاحظ أن كل عصابة من العصائب السابقة تتحلل إلى خطوط (الشكل ١٥ – ٧ b ، c ، d) .

وإن تراكم الخطوط في جوار رأس العصابة يذكر لأول وهلة بتراكم خطوط الطيف الذري نحو نهاية السلسلة (الشكل ١٤ – ١) ولكن الأعداد الموجية للخطوط تخضع لصيغة تختلف عن صيغة الخطوط الذرية ، أي :

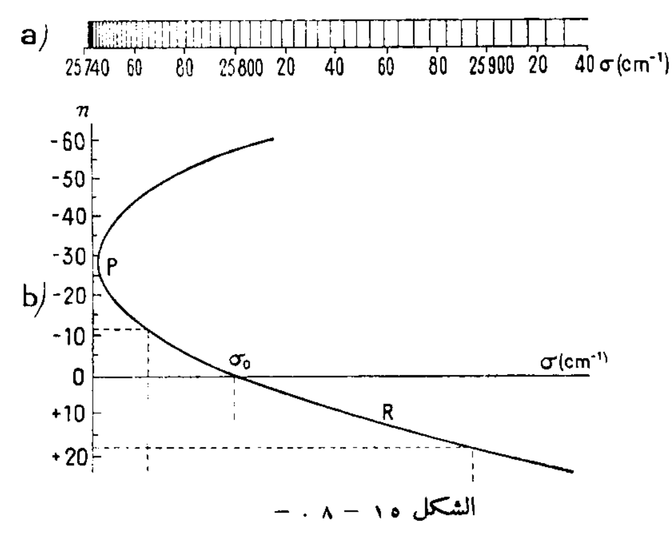
$$\sigma = \sigma_0 \pm 2Bn + Cn^2 \qquad [١٥،٧]$$

تحوي هذه الصيغة التي أوجدها ديلاندر Deslandres على ثلاث ثوابت : σ_0 و B و C ، وعلى عدد ترتيبي n صحيح وموجب . فعندما يزداد n بقدر وحدة تزداد σ بالمقدار $2B + C + 2Cn$ ، بحيث أن فروق الأعداد الموجية تؤلف متوالية عددية .

فلننقل خطوط العصابة التي يقع حرفها عند ٣٨٨٣ Å على رسم مبسط تكون فواصله متناسبة مع الأعداد الموجية (الشكل ١٥ – ٨ a) وترتيباته متناسبة مع قيم n (الشكل ١٥ – ٨ b) فإن الصيغة [١٥–٧] تمثل قطعاً

مكافئاً (قطع فورترا Fortrat) يقابل رأس العصابة ذروة القطع ، لأن تراكم الخطوط ناجم عن المرور بنهاية عظمى لـ σ بدلالة n . وعندما تكون $n = 0$ ، يكون $\sigma = \sigma_0$ (ولكن هذا الخط غير موجود) .

يقابل القيم الموجبة لـ n ، ما يسمى **بالفرع** R من القطع المكافىء ، ويقابل القيم السلبية **الفرع** P .

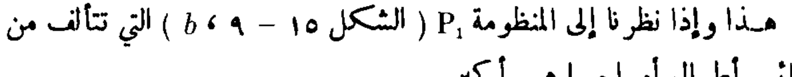


الشكل ١٥ – ٨ . –

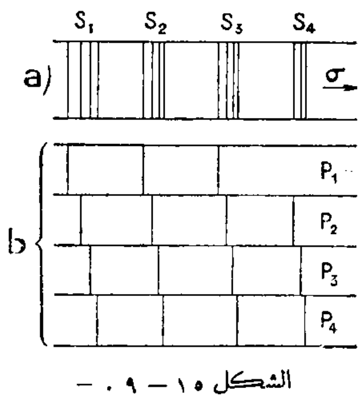
a) مخطط عصابات امتصاص CN التي حرفها ٣٨٨٣ Å ، b) قطع فورتر المكافىء

٣ . – نميز كلاً من عصابات الشكل ١٥ – ٧ – a بالعدد الموجي σ_0 الذي تقدم تعيينه ، وننقل هذه القيم على مخطط مبسط ، فواصله متناسبة مع الأعداد الموجية (الشكل ١٥ – ٩ a) فنرى في أوضاع العصابات بعض الانتظام .

فهي أولاً تتجمع في تعاقبات S_1 ، S_2 ، S_3 ، ... وإن ما يرى في التجربة المبينة في أول الفقرة ١٥ – ٢ د هو عصائب لنفس التعاقب ، وقد بينت في القسم العلوي من الشكل ١٥ - ٧ a .



هـذا وإذا نظرنا إلى المنظومة P_1 (الشكل ١٥ - ٩ ، b) التي تتألف من عصائب أطوال أمواجهـا هي أكبر شيء في التعاقبـات S_1 ، S_2 و S_3 ، فاننا يمكن أن نجد منظومات P_2 ، P_3 ، P_4 (الشكل ١٥ - ٩ b) مؤلفة من عصائب أخرى كلها متشابهة فيما بينها مع P_1 ، بمعنى أنه إذا طبقنا جميع عصائب تعاقب واحـــد على بعضهـا ، انطبقت أيضـاً عصائب التعاقبات الأخرى . ثم إنه في جميع المنظومات P_1 ، P_2 ، ... يكون الفرق بين العدد الموجي σ_0 لعصابة والعدد الموجي للعصابة التي تليهـا قليل التغير ، بحيث أن الأعـداد الموجية σ_0 لعصائب نفس المنظومة يمكن أن تمثل بالصيغة :



الشكل ١٥ - ٩ . -
المتواليات والسلاسل في جملة العصائب البنفسجية لـ CN

$$\sigma_0 = \sigma_{v'} - (a''v'' - b''v''^2) \qquad [١٥،٨]$$

حيث $\sigma_{v'}$ و a'' و b'' هي ثوابت موجبة $(b'' \ll a'')$ و v'' عـدد صحيح يمكن أن يأخذ القيم ٠ ، ١ ، ٢ ، ... وإذا كانت b'' معدومة فإننا نرى أن عصائب السلسلة تكون متساوية الأبعاد بمقدار a'' . وإذا كانت v'' تساوي الصفر $\sigma_0 = \sigma_{v'}$ العدد الموجي للعصابة المأخوذة كنقطة ابتداء للسلسلة ، فإن $\sigma_{v'}$ تتغير من سلسلة إلى أخرى وان المنظومات P_1 ، P_2 ، ... الممثلة بصيغة من نوع [١٥،٨] تسمى **المتواليات** v'' .

وأخيراً فلنعتبر الأعداد الموجية $\sigma_{v'}$ للعصائب الأصلية لكل من المتواليات v'' ، فاننا نجد أنها قابلة للتمثيل بالصيغة :

$$\sigma_{v'} = \sigma_{00} + (a'v' - b'v'^2) \qquad [١٥،٩]$$

حيث a' و b' هما ثابتتان جديدتان موجبتان ($b' \ll a'$) و v' عدد صحيح يأخذ القيم ١ ، ٢ ، ... وهو عدد العصابة التي اتخذت مبدءاً . وان الأعداد الموجية σ_a تؤلف إذن متوالية جديدة تسمى **المتوالية** v' .

وإذا وفقنا بين الصيغتين [١٥،٨] و [١٥،٩] حصلنا على الأعداد الموجية لمختلف العصائب التي تؤلف **جملة العصائب** المبحوثة ، بواسطة الصيغة :

$$\sigma_0 = \sigma_{00} + (a'v' - b'v'^2) - (a''v'' - b''v''^2) \qquad [١٥،١٠]$$

وفي حالة جملة العصائب البنفسجية للسيانوجين نعطي لـ σ_{00} العدد الموجي ٢٥٧٩٨ للعصابة الأكبر شدة ، وتكتب الصيغة [١٥،١٠] حينئذ :

$$\sigma_0 = 25\,798 + (2\,149{,}9\,v' - 20{,}2\,v'^2) - (2\,055{,}6\,v'' - 13{,}2\,v''^2) \qquad [١٥،١١]$$

وقد بينا على طيف الشكل ١٥ – ٧ a التعاقبات والمتواليات v'' .

يمكن كذلك اعداد جدول ذي مدخلين (الجدول ١٥ – ٢) حيث نجد قيم σ_0 عند تقاطع الخطوط التي تعطي قيم v' والاعمدة التي تبين قيم v'' . ويعود

الجدول ١٥ - ٢

تصنيف العصائب في جملة البنفسجي للسيانوجين

v' / v''	٠	١	٢	٣	٤	٥
٠	٢٥ ٧٩٨	٢٣ ٧٥٥	٢١ ٧٤٠			
١	٢٧ ٩٢١	٢٥ ٨٧٩	٢٣ ٨٦٣	٢١ ٨٧٣		
٢	٣٠ ٠٠٤	٢٧ ٩٦٢	٢٥ ٩٤٦	٢٣ ٩٥٦	٢١ ٨٧٣	
٣			٢٧ ٩٨٩	٢٦ ٠٠٠	٢٤ ٠٣٧	٢٢ ١٠١
٤					٢٦ ٠٤٠	٢٤ ١٠٤

كل عمود اذن الى متوالية v' وكل خط الى متوالية v'' . واما التعاقبات فتعود الى قيم ثابتة لـ $v' - v''$.

وتوجد جملة اخرى لعصائب السيانوجين تقع في منطقة الأحمر .

ان طيف الاصدار لجزيئات عديدة ثنائية الذرة يتألف من عصائب مماثلة لعصائب السيانوجين ، مثال ذلك الآزوت N_2 (الشكل ١٣ ـ ٦) . على ان بعض الطيوف تتألف من خطوط موزعة بدون انتظام ظاهر . مثال ذلك طيف الاصدار لجزيء الهدروجين H_2 (الشكل ١٣ ـ ٥) وبعضها الآخر طيوف متصلة . مثال ذلك طيف امتصاص بخار الايود I_2 (الشكل ١٥ ـ ١٠ في اللوحة ٨) .

١٥ ـ ٣ . ـــ سويات الطاقة لجزيء ثنائي الذرة .

أ) ان تحليل الاطياف الجزيئية يسمح لنا بان نعتبر لها حدوداً طيفية كما هو الامر في الطيوف الذرية . (الفقرة ١٤ ـ ٣) ان كل خط له عدد موجي σ يقابل الفرق $T' - T''$ لحدين طيفيين . ويرتبط هذان الحدان ايضاً بسويات الطاقة W بالعلاقة :

$$\sigma = T' - T'' = \frac{W' - W''}{hc} \qquad [١٥،١٢]$$

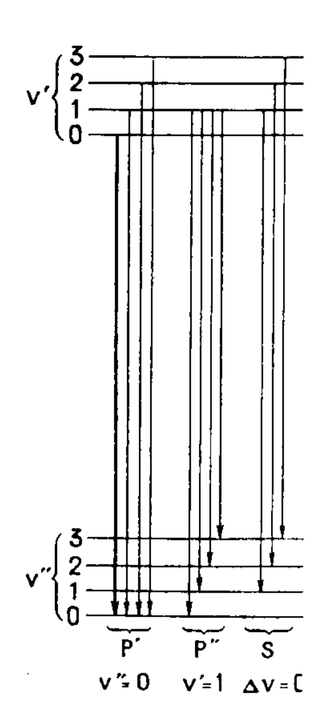
فيما يلي سنرمز بالدليل ′ للأقدار العائدة الى السويات العليا للطاقة وبالدليل ″ للسويات الدنيا .

ان سويات جملة من العصائب ، كالتي في الجدول ١٥ ـ ٢ ، يمكن ان تمثل تخطيطياً كما يأتي (الشكل ١٥ ـ ١١) : ان الانتقال σ_{00} يحدث بين سويتين متباعدتين جداً $v' = 0$ و $v'' = 0$. وكل من هاتين السويتين توافقه مجموعة

اخرى : $v' = 1, 2, 3, ...$ و $v'' = 1, 2, 3, ...$ البعد بينها في حدود $200\ cm^{-1}$ اي 1/100 من فاصلة السويتين $v' = 0$ الى $v'' = 0$.

والعدد الذي يوجد عند تقاطع الخط v' والعمود v'' من الجدول ١٥-٢ يقابل الانتقال بين السوية v' والسوية v'' .

ان البنية الخطية لكل عصابة من عصائب الجملة يمكن بدورها ان تمثل بان يربط بكل سوية v' و v'' منظومة من السويات تفصل بينها فواصل في حدود بضعة عشرات من cm^{-1} (راجع الشكل ١٥ - ٢٠) ويمكن اجراء تمثيل مشابه له من اجل عصائب ما تحت الاحمر (الشكلان ١٥ - ١٧ و ١٥ - ٢٢) .



الشكل ١٥-١١ . مخطط سويات الاهتزاز العائد الى الصيغة [١٥-١٠] وقد بين الانتقال 0 — 0 بخط عريض ؛ P' = المتوالية v' و P'' = المتوالية v'' ، S هو التعاقب

ب) ان الانتقالات التي تولد العصائب المرئية او فوق البنفسجية هي ناجمة عن تغيرات في طاقة الكترونات الذرات . وقد امكن بالفعل تهييج طيف الاصدار لأبخرة الجزيئات المتعددة الذرات في تجارب مماثلة لتجارب فرانك وهرتز (الفقرة ١٣ - ١) على الجزيئات الوحيدة الذرة . فيجد الباحث طاقات طنين (تجاوب) في عين الحدود في جميع الاحوال (من ١ الى ٢٠ الكترون فولت) .

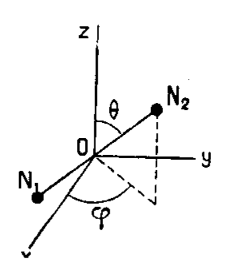
اذن يرتبط بانتقال الكتروني معين σ_{00} ، جملة عصائب في طيف جزيئي ، بينما يقابل ذلك في الطيف الذري خط واحد . فمجموع التواترات σ_{00} يؤلف سلاسل يمكن تمثيلها بصيغ من نوع صيغة رايدبرغ (١٤ - ٢) .

ولكي نفسر البنية العصائبية لكل جملة (الشكل ١٥ - ٧ a) والبنية

الخطية لكل عصابة (الشكل ١٥ ـ ٧ c) ينبغي ان نأخذ بعين الاعتبار ان البنية الجزيئية المتعددة الذرات لها فرق اساسي عن بنية الذرات ، ففي الاولى تقع الالكترونات في حقل عدة « قلوب » ذرية (الفقرة ١٤ ـ ٩) لا في حقل واحد كما في هذه الاخيرة . فينتج من ذلك اولاً ان الذرة الحرة لها تناظر كروي وان توجيهها في الفراغ ليس له دخل في خواصها الضوئية ، بينما ان دوران الذرة يمكن ان يكون له تأثير في اطيافها كما سنرى في الفقرة ١٥ ـ ٤ .

ومن جهة ثانية ، ان التنقلات المتبادلة للقلوب في الجزيء يمكن ان تغير عزمه الثنائي الاقطاب (الفقرة ١ ـ ٦) واستقطابه (الفقرة ١١ ـ ٣) اللذين يتعلق بهما امتصاص الضوء وانتشاره .

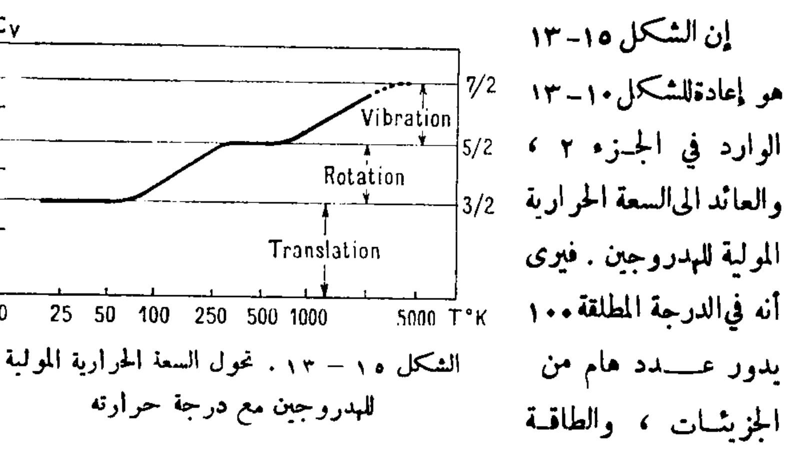
فلندرس طاقة هذه الحركات في جزيء ثنائي الذرة . ما دامت كتلة الذرة هي مركزة عملياً في نواتها N ، فانه يمكن النظر الى هذا الجزيء كأنه مؤلف من كتلتين صغيرتي الابعاد N_1 و N_2 ، يفصل بينهما البعد r . فاذا اعتبر هذا البعد ثابتاً كان للجزيء خمس درجات حرية . مثلاً في الشكل ١٥ ـ ١٢ تكون هي الاحداثيات x ، y ، z لمركز ثقله والزاويتان θ و φ اللتان تحددان توجيه محور نواتيه . واذا كانت r يمكن ان تتغير (بأن كان الجزيء في حالة اهتزاز) فانه تظهر درجة جديدة من الحرية .



الشكل ١٥ ـ ١٢ . درجات الحرية لجزيء ثنائي الذرات

من بين هذه الحركات ، يكون الدورانان العائدان لتغير الزاويتين θ و φ دوريين ، وكذلك الأمر فيما يتعلق بتغيرات r إذا كان الجزيء مستقراً (٢ ، ١٠ ـ ٩) أما الانتقالات فليست دورية . ومن المعلوم أن دراسة تغير الحرارة النوعية للغازات بدلالة درجة الحرارة (٢ ، ١٢ ـ ١٠) تؤدي الى نتيجة هي أن طاقة الحركات الدورية للجزيئات هي مكممة .

إن الشكل ١٥-١٣ هو إعادة للشكل ١٠-١٣ الوارد في الجزء ٢ ، والعائد الى السعة الحرارية المولية للهدروجين . فيرى أنه في الدرجة المطلقة ١٠٠ يدور عـــدد هام من الجزيئـات ، والطاقـة



الشكل ١٥ – ١٣ . تحول السعة الحرارية المولية للهدروجين مع درجة حرارته

المتوسطة للهياج الحراري $\frac{3}{2}kT$ تساوي في هذه الدرجة قرابة 2.10^{-21} joule/mol ويقابلها تواتر $\nu = \frac{W}{h} = \frac{2.10^{-21}}{6,6.10^{-34}} \simeq 3.10^{12}$ Hz ، اي عـدد موجي في حدود $100\ cm^{-1}$ او طول موجة يساوي ١٠٠ مكرون . فيستنتج من ذلك ان الاصدار والامتصاص في ما تحت الاحمر البعيد ومـا فوق الهرتزي (الفقرة ١٥ – ٢ أ) هما مرتبطان بتغيرات طاقة **دوران** الجزيئات .

وفي الدرجة 1000 °K (الشكل ١٥ – ١٣) تتهيج **الاهتزازات** الجزيئية تهيجاً ملحوظاً . وتكون الطاقة $\frac{3}{2}kT$ قريبة من 2.10^{-20} joule/mol ويقابل ذلك طول موجة قدره ١٠ مكرونات . اذن فالامتصاص في مـا تحت الاحمر الادنى هو على صلة مع تحولات طاقة اهتزاز الجزيئات .

١٥ ـ ٤ . — طيوف الدوران المحض . الامتصاص والانتشار .

أ) فلنبحث عن بنية الطيوف التي يتوقع حصولهـا بفرض درجة الحرارة منخفضة انخفاضاً تكون معه طاقة الدوران هي المتحولة الوحيدة . يعود ذلك الى القبول بأن الجزيء غير قابل للتشويه .

ان عبارة طاقة الدوران لجسم صلد هي :

$$W = \frac{I\,\omega_r^2}{2} \qquad [١٣،١٥]$$

حيث $\omega_r = 2\,\pi\,f_r$ تدل على السرعة الزاوية و I عزم العطالة حول محور الدوران وهذه الطاقة هي ذات شكل حركي . فاذا ادخلنـا العزم الحركي $G = I\,\omega_r$ ، امكننا ان نكتب :

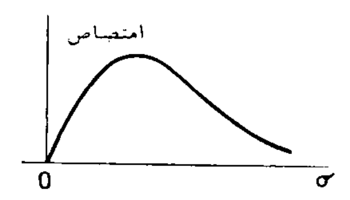
$$W = \frac{G^2}{2I} \qquad [١٤،١٥]$$

ان دوران جزيء ثنائي الذرة يحصل حول احد محاور العطالة الرئيسية وهو عمودي على المنحى الذي يصل بين الذرتين ويمر بمركز الثقل .

ب) ان النظرية الكهربائية المغناطيسية الكلاسية تمثل طيف الاصدار او الامتصاص بدوران الجزيء ، بالكيفية الآتية : اذا كان للجزيء عزم ثنـائي الأقطاب دائم $\vec{p_0}$ فانه يغير اتجاهه اثناء الدوران ،واذا كان هذا الدوران منتظماً فان مرتسم $\vec{p_0}$ على منحى معين يطرأ عليـــه تحولات جيبية (١ ، ١٤ - ١) نبضها ω يساوي السرعة الزاوية للدوران . فنحصل اذن على مـا يعادل ثنائي الأقطاب لهرتز ، ويكون نبض الاشعاع الصادر مساوياً ω_r . وهـذه هي ايضاً قيمة النبض الخاص بالامتصاص . فاذا كان $\vec{p_0} = 0$ (اي كانت الجزئيـات متجانسة الأقطاب) فليس هنالك طيف اصدار او امتصاص دوراني ، وذلك موافق لما تبينه التجربة .

ان النظرية الكلاسية لا تحدد القيم الممكنة لـ ω_r ، وذلك يؤدي الى توقع طيف دوراني متصل ، خلافاً لمـــا يشاهد . ففي درجة معينة ، يكون لسرعة الدوران ، التي تعدلها الاصطدامات الجزيئية ، توزيـع احصائي بين الجزيئات ،

مثل سرعة الانتقال (٢ ، ١٢ ـ ٥) . فاذا قبلنا بان هذا التوزيع يتبع قانون بولتزمان Boltzmann ، وجدنا ان شدة الطيف المتصل للدوران ينبغي ان تمر بنهاية عظمى من اجل تواتر ما ، كما يدل الشكل ١٥ - ١٤ .



الشكل ١٥ - ١٤ . توزيع الشدة في طيف الدوران لجزيء ثنائي الذرات وفقاً للنظرية الكلاسية

تؤدي قوانين ميكانيك الكم الى اعطاء طاقة الدوران تتابعاً من القيم المعينة . ففي النظرية البدائية كان يقبل ان العزم الحركي للجزيء يخضع لشرط شبيه بالشرط [١٤،٢٦] العائد لذرة الهدروجين ، اي :

$$2\pi G = Jh \qquad [١٥،١٥]$$

حيث J هي عدد صحيح ، ومن ذلك اذا ادخلنا في [١٥،١٤] القيمة التي تنتج لـ G :

$$W = \frac{J^2 h^2}{8\pi^2 I} \qquad [١٥،١٦]$$

وسنرى في الجزء ٨ ان ميكانيك الكم الدقيق يؤدي، بنتيجة مبدأ الارتياب الى ان يستبدل بالصيغة السابقة الصيغة :

$$W = J(J+1)\frac{h^2}{8\pi^2 I} \qquad [١٥،١٧]$$

وقد مثلت سويات طاقة الدوران للذرة الثنائية الذرات في الشكل ١٥ — ١٥، a .

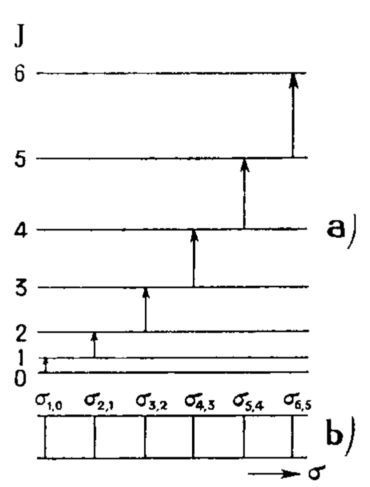
يعطي ميكانيك الكم للاصدار او الامتصاص التلقائي للاشعاع قاعدة الاصطفاء الآتية :

$$\Delta J = \pm 1 \qquad [١٨،١٥]$$

ويؤدي ذلك الى العبارة الآتية للتواترات المصدرة او الممتصة :

$$\nu_r = \frac{\Delta W}{h} = [J(J+1) - (J-1)J]\frac{h}{8\pi^2 I} = J\frac{h}{4\pi^2 I} \qquad [١٩،١٥]$$

ان طيف الامتصاص او الاصدار الناجم عن دوران جزيء ثنائي الذرات يتألف اذن من خطوط متساوية الابعاد وتلك هي تقريباً نتيجة التجربة . وهو ممثل مع التبسيط في الشكل ١٥–١٥ b وقد بينت على الشكل ١٥ - ١٥ a انتقالات الامتصاص العائدة لها . ان شدات الخطوط تتحول مع قيمة J كما يبين الشكل ١٥ – ٠٤ وان المنحني الذي يصل بين نهاية القطع الممثلة للخطوط له هيئة ممثلة بالشكل ١٥ - ٤ .



الشكل ١٥ - ١٥ . سويات الطاقة الدورانية لجزيء ثنائي الذرات ، ومخطط مبسط للطيف العائد اليه

ثم ان ميكانيك الكم يبين ، كما تبين النظرية الكلاسية ، ان الجزيئات التي لها عزم ثنائي الاقطاب كهربائي دائم ، هي وحدها التي لها طيف في ما تحت الاحمر دوراني محض ، وذلك مطابق للتجربة .

مادام الاشعاع يرافق في ميكانيك الكم الانتقال من حالة دوران مستقرة الى حالة أخرى ، فلا يوجد بالضرورة علاقة بسيطة بين تواتر هذه الدورانات وبين تواتر الاشعاع . ولكن مبدأ التقابل يسمح بالوصول إلى العلاقة التي تؤدي إليها الكهربية الديناميكية الكلاسية . فوفقاً لـ [١٥ ، ١٤] تكون السرعة

الزاوية $\frac{dW}{dG} = \frac{G}{I} = \omega_r$ ، بينما ان نبض الاشعاع المصدّر تبلغ قيمته في النظرية الكمية $\omega_r = 2\pi\nu = 2\pi\,\frac{\Delta W}{h}$. فاذا أردنا التسوية بين عبارتي ω_r هاتين ، فانه ينبغي أن نفرض $\Delta G = \frac{h}{2\pi}$ ، ويعود ذلك إلى مفاضلة العبارة [١٥،١٥] مع الشرط [١٥،١٨] .

ج) في الكهردينامية الكلاسية يفسر طيف الانتشار المرتبط بالدوران بالشكل الآتي : إن العزم $\vec{p}$ الذي يحرضه في الجزيء الحقل $\vec{E}$ للموجة المهيِّجة عبارته :

$$\vec{p} = \alpha\vec{E}$$

حيث ترمز α إلى استقطابية الجزيء ، فإذا دار الجزيء أخذ محوره عدة اتجاهات مختلفة بالنسبة إلى $\vec{E}$. فبموجب نظرية زيلبرشتاين Silberstein (الفقرة ١١-٣) تتغير الاستقطابية : وتكون عظمى عندما يكون المحور الجزيئي موازياً لـ $\vec{E}$ ، وصغرى عندما يصبح عمودياً عليه . فينتج من ذلك تكييف لـ α وبنتيجة ذلك لـ p . ولكن عندما يدور الجزيء بمقدار °١٨٠ تستعيد الاستقطابية نفس القيمة ، بالرغم من أن الذرات تكون عندئذ قد تبادلت أمكنتها فان الاهليلج المجسم للاستقطابية (الفقرة ١١ - ١) يكون قد دار حتى حل طرف منه محل الطرف الآخر . ينتج من ذلك أن نبض α قيمته $2\omega_r$ تساوي ضعف السرعة الزاوية للدوران . فنكتب إذن :

$$\alpha = \alpha_m \cos 2\omega_r t$$

ويكون لدينا : [١٥،٢٠]

$$p_m = \alpha_m E_m \cos 2\omega_r t \sin \omega_i t = \frac{\alpha_m E_m}{2}[\sin(\omega_i + 2\omega_r)t + \sin(\omega_i - 2\omega_r)t]$$

إن تواترات طيف رامان للدوران المحض هي إذن $\nu_i \pm 2f_r$. ولما كانت

الجزيئات كلها ، القطبية منها وغير القطبية قابلة للاستقطاب ، فان طيف رامان الدوراني موجود في جميع الأحوال . وان الشكل ١٥ - ١٦ من اللوحة ٩ يبينه لنا في حالة الجزيء O_2 المتجانس الأقطاب ، الذي ليس له في ما تحت الأحمر طيف امتصاص ناجم عن الدوران .

إن ميكانيك الكم يعطي من أجل إصدار الإشعاع الثنائي الأقطاب المحرّض بموجة مهيجة في جزيء يدور ، قاعدة الاصطفاء الآتية :

$$\Delta J = \pm 2 \qquad [١٥،٢١]$$

ومنه عبارة التواترات المنتثرة وفقاً ل [١٥ ، ١٧] :

$$\nu = \nu_i \pm \frac{\Delta W}{h} = \nu_i \pm [\, J(J+1) - (J-2)(J-1]\, \frac{h}{8\pi^2 I} =$$

$$= \nu_i \pm \frac{3h}{8\pi^2 I} \pm 2J\frac{h}{4\pi^2 I}$$

إن الخطوط الأولى التي تقع إلى جانبي الخط المهيّج تكون تواتراتها $\nu_i \pm \frac{3\,h}{8\,\pi^2 I}$ ، والتي تليها تبعد بمقدار $\frac{2\,Jh}{4\,\pi^2 I}$ أي بقدر ضعف مسافة خطوط طيف الامتصاص ، وهذا هو تماماً ما تعبر عنه الصيغة التجريبية [١٥،٥] .

د) إن دراسة طيف الدوران المحض في الامتصاص أو في الانتثار تمكن من حساب عزم عطالة الجزيء الثنائي الذرات . ففاصلة تواتري خطي الامتصاص المتتابعين هي وفقاً ل [١٥،١٩] :

$$\Delta\nu = \frac{h}{4\,\pi^2 I}$$

وقد وجد من أجل HCl . مثلاً :

$$\Delta\sigma = \frac{h}{4\pi^2 I c} = 21\ \mathrm{cm}^{-1}$$

ومنـــه :

$$I = \frac{6{,}62 \, . \, 10^{-32}}{4 \times 9{,}86 \times 21 \times 3.10^{8}} = 2{,}61 \, . \, 10^{-47} \ \mathrm{kg.m^2}$$

ولدينـــا :

$$I = \mu r_0^2$$

حيث r_0 هو البعد المتوسط للذرتين H و Cl ، و μ الكتلة المختزلة للجزيء والمعينة بـ :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_{\mathrm{H}}} + \frac{1}{m_{\mathrm{Cl}}}$$

(٣ ، ٤ - ٢ د) . فنستخرج من ذلك ، مع اعتبار أن $m_{\mathrm{H}} = 1{,}66 \, . \, 10^{-27}$ kg و $m_{\mathrm{Cl}} = 58{,}9 \, . \, 10^{-27}$ kg

$$r_0^2 = 1{,}57 \, . \, 10^{-10} \ \mathrm{m^2}$$

$$r_0 = 1{,}26 \, . \, 10^{-10} \ m$$

ونجد في الجدول ١٥ - ٣ عزوم العطالة وأبعاد الذرات[١] في بعض الجزيئات الثنائية الذرة ، التي عنيت بهذه الطريقة .

هـ) إن شدة خطوط طيف الامتصاص متناسبة مع مربع تغيرات العزم الثنائي الأقطاب أثناء الدوران . وهذ التغير يساوي $2p_0$ ما دام العزم الدائم p_0 يغير جهته أثناء الدوران بمقدار ١٨٠° . إذن فقياس الشدة يمكّن مبدئياً من تعيين p_0 ولكن هذا القياس قليل الدقة لا يمكن الاستعانة به .

---

(١) نذكر بأن ثمة طريقة أخرى لتعيين الأبعاد الوسطية للذرات في داخل الجزيء ، تعتمد على انعراج الأشعة السينية أو الالكترونات (الجزء ٨) .

١٥ ـ ٥ . ـــ أطياف الاهتزاز والدوران . الامتصاص والانتشار :

أ) هنالك اتجاه إلى تشكل جزيء ثابت عندما يُجمع بين الذرات المؤلفة له ، بحضور بعضها بعضاً . إذن فهذه الذرات تتجاذب ، ولما كانت لا تستطيع النفوذ في بعضها بعضاً ، فانها تتدافع عندما يصبح البعد بينها صغيراً جداً .

وبدون أن ندخل هنا في دراسة تشكل الجزيئات ، تلك الدراسة التي سنقوم بها في الجزء ٨ سنميز وجود جزيء ثابت (مستقر) بقيمة دنيا للطاقة الكامنة داخل الجزيئات . تتألف الطاقة الكلية للجزيء أساسياً[1] من الطاقات ـ الحركية والكامنة ـ للالكترونات والنوى .

ليست هذه الطاقات مستقلة عن بعضها بعضاً . وسنفرض فيما يلي أن سوية الطاقة الالكترونية فيها هي في أدنى ما يكون . ولكن هذه القيمة تتغير تغيراً بيناً مع البعد المتبادل r للنوى (وما دامت النوى مفصولة فصلاً كبيراً فيكون الأمر أمر ذرتين لا أمر جزيء) ولما كانت الالكترونات ، وهي أقل عطالة من النوى ، لها حركات أسرع منها بكثير ، فإنه يمكن اعتبار الطاقة الالكترونية كأنما لها في كل لحظة القيمة العائدة إلى البعد الفعلي للنوى ، فينتج مما تقدم أن كل تغير لـ r يجر تعديلاً لا على الطاقة الكولونية للنواتين فحسب ، وإنما على طاقة الالكترونات أيضاً . إذن فالطاقة الكامنة W_p للنواتين في انتقالاتهما تتألف من مجموع طاقتيها الكهربائية الراكدة المتبادلة ومن الطاقة الالكترونية . ولما كان الجزيء ثابتاً فإن W_p تمر بقيمة دنيا من أجل قيمة لـ r قدرها r_0 ، وهي البعد المتوسط لتوازن الذرات في الجزيء وهو الذي صادفناه

---

(١) سنهمل الطاقة العائدة الى الاسبين والى تفاعلاتها المتبادلة (الفقرة ١٥-٨ ج) والتي هي أضعف بكثير .

في الفقرة ١٥ ـ ٤ ، لقد أخذ على الشكل ١٥ ـ ١٧ القيمة الدنيا لـ W_p مبدأً للتراتيب ، فإذا كان البعد بين الذرتين يتغير قليلاً ، فإنهما يعادان إلى وضع التوازن . وأبسط فرضية يمكن عملها هي أن قوة الاعادة متناسبة مع التباعد :

$$F = -k(r - r_0)$$

فحركة الذرات هي حينئذ اهتزاز توافقي (٣ ، ٤ ـ د) ولما كان :

$$F = -\frac{dW_p}{dr} \qquad [١٠،٢٢]$$

$$W_p = \frac{1}{2}k(r - r_0)^2$$

فإن منحني الشكل ١٥ ـ ١٧ في جوار r_0 يمكن بفضل تقريب أولي اعتباره منطبقاً على قطع مكافىء ذروته M ، وقد رسم هذا القطع بخطوط منقطة في الشكل . ففي حدود هذا التقريب ، اذا تغير البعد بين الذرتين من r_1 إلى r_2 ، فإن الطاقة الكامنة تتغير وفقاً لـ LMN ، وتبقى الطاقة الكلية ثابتة (١٤،١–٦) ومساوية للتراتيب W للنقطتين L و N . وإن W_v التي تمثل المقدار الزائد من الطاقة داخل الجزيء ، بالنسبة إلى النهاية الصغرى التي اعتبرت مبدءاً ، فهي **طاقة الاهتزاز** للجزيء . وعلى نقطة ما من منحني الطاقة الكامنة ، تمثل الطاقة الحركية ببعد هذه النقطة عن السوية LN .

الشكل ١٥ – ١٧ . الطاقة الكامنة لجملة ذرتين بدلالة البعد الفاصل بينهما

ينتج من [١٥،٢٢] ان قوة الاعـادة تعطى بواسطة ميل المنحني في كل نقطة ، بحيث ان الميل الموجب يدل على تجاذب والميل السالب يدل على تدافع .

والمنحني الحقيقي $W_p = f(r)$ ، العائد الى قوى جذب وقوى دفع اكبر ، مما هي عليه في الاهتزاز التوافقي ، يكون شكله كالوارد في الشكل ١٥–١٧ . فعندما يزداد البعد ازدياداً كافياً ، تنعدم القوة الجـاذبة ويتجه المنحني نحو محور مقارب افقي ترتيبه D يمثل **طاقة انحلال** الجزيء ، والمعادلة الآتية التي وضعها مورس Morse تمثل منحني الشكل تمثيلاً مناسباً :

$$W_p = D\left\{1 - \exp\left[-\sqrt{\frac{k}{2D}}(r - r_0)\right]\right\}^2 \qquad [١٥،٢٤]$$

فاذا كانت $r = \infty$ تصبح $W_p = D$ ، واذا كانت $r = 0$ تصبح قيمـة W_p متناهية ولكن كبيرة جداً . وتمر W_p بنهـاية صغرى من اجل $r = r_0$ (انظر الجزء ٨) .

ب) في النظرية الكهرطيسية الكلاسية ، يمكن تشبيه الهزازة التوافقيـة طبعاً بثنائي الاقطاب لهرتز ، بشرط ان يغير الاهتزاز العزم ثنائي الاقطـاب الكهربائي بان ينقل تنقيلاً نسبياً مركزا الشحنتين الكهربائيتين الايجابية والسلبية للجزيء أحدهما الى الآخر ، وبسبب التناظر لا يمكن ان يحدث مثل هذا التنقيل في جزيء ثنائي الذرات الا اذا كانت هذه المراكز لا تنطبق على بعضها في وضع توازن الذرات ، اي اذا كان الجزيء قطبياً . وهذا الاستنتاج تحققه التجربة : ان الجزيئات المتجانسة الاقطاب مثل H_2 ، N_2 ، O_2 ، ليس لها طيف اهتزاز ، مثلما انه ليس لها طيف دوران محض .

ان الاشعاع الكهرطيسي الذي تصدره هزازة توافقية وحيد اللون وتواتره ν_0 يساوي التواتر f للاهتزاز :

$$f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{\mu}}$$ [١٥،٢٥]

حيث μ هي الكتلة المختزلة (راجع الجزء ٣ ، ٤ – ٢ د) .

ان تغير البعد $r - r_0$ للذرات بسبب الاهتزاز يجر تغير العزم ثنائي الاقطاب الكهربائي للجزيء ، والذي عبارته :

$$p = p_0 + \frac{\delta p_0}{\delta r}(r - r_0)$$ [١٥،٢٦]

او من اجل اهتزاز جيبي :

$$p = p_0 + p_1 \sin 2\pi f_v t$$

بفرض $p_1 = \frac{\delta p_0}{\delta r}$. إن المتجهة المهتزة موجهة نحو محور الجزيء . فلنتخذ لـ xoy المستوي الذي يحصل فيه الدوران . فعندئذ يكون إصدار الإشعاع أو امتصاصه ، والذي يتجه حقله الكهربائي نحو Ox ناجماً (الشكل ١–٢) عن المركبة :

$$p_x = p_1 \sin 2\pi f_v t \cos \varphi = p_1 \sin 2\pi f_v t \cos 2\pi f_r t$$

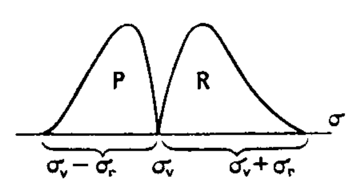
ويمكن كتابة ذلك :

$$p_x = \frac{p_1}{2}[\sin 2\pi (f_v + f_r) t + \sin 2\pi (f_v - f_r) t]$$ [١٥،٢٧]

(وثمة عبارة شبيهة بها تصلح من أجل p_y)

نرى أن تواتر الاهتزاز المحض ν_v لا يظهر في طيف الامتصاص أو الاصدار. وفي النظرية الكلاسية ان تواتر الدوران ν_r لجزيء يمكن أن تكون له قيمة ما . وكل جزيء يصدر أو يمتص زوجاً من التواترات وإن مجموع الجزيئات التي يتألف

منها الغـاز ، يصدر أو يمتص جملة من التواترات والشكل ١٤ – ١٨ يمثل شدة الامتصاص المتوقعـة . إن هيئة المنحنيين P و R تفسر مثل تفسير الشكل ١٥ – ١٤ .



الشكل ١٥ – ١٨ . توزع الشدة في عصابة اهتزاز – دوران لجزيء ثنائي الذرات ، وفقاً للنظرية الكلاسية

ج) في ميكانيك الكم لا يمكن أن تأخذ طاقة اهتزاز الجزيء الثنائي الذرات إلا قيماً متقطعة وان الحساب (راجع الجزء ٨) يعطي لعبارات سويات الطاقة لاهتزاز توافقي :

$$W_v = \left(v + \frac{1}{2}\right) hf \qquad [١٥،١٨]$$

حيث عبارة f هي [١٥ ، ٢٥] وحيث v هي عدد صحيح : ٠ ، ١ ، ٢ ، ...

لهذه الصيغة البسيطة عدة نتائج هامة . إن قيم W_v التي تعطيهـا تزداد خطياً مع v وتمثل على مخطط الشكل ١٥ – ٧ بسويات متساوية الأبعاد . على أن السوية الاساسية $v = 0$ لا تقابل قيمة معدومة لـ W وإنما تقابل $\frac{1}{2}\, hf$. وهي فوق الحد الأدنى للطاقة الكامنة . وتمثل قيمتها **الطاقة المتبقية** . ويعود وجودها إلى أن مبدأ عدم التعيين لا يسمح في آن واحد بتحديد مكان الذرات في مسافات توازنها r_0 وسعرفة أن كمية حركاتها (وبالنتيجة طاقتها الحركية) هي معدومة.

إن الانتقال من سوية طاقة إلى السوية المجاورة يصاحبه ، وفقاً لصيغة بور ، إصدار أو امتصاص لشعاعة تواترها :

$$\nu = \frac{\Delta W_v}{h} = \left[\left(v + 1 + \frac{1}{2}\right) - \left(v + \frac{1}{2}\right)\right] f = f \quad [١٥،١٩]$$

فنجد هكذا النتيجة التي تعطيها النظرية الكلاسية للإشعاع .

ان مبدأ التقابل يحتم اذن كقاعدة لاصطفاء الاهتزاز التوافقي أن يكون:

$$\Delta v = \pm 1$$ [١٥،٣٠]

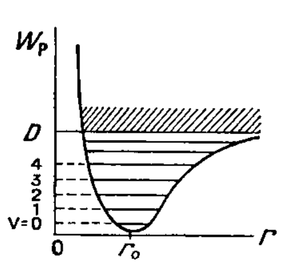
يمكن تبيان ان صيغة مورس [١٥،٢٤] تقابلها العبارة الآتية لسويات طاقة الاهتزاز :

$$W_v = \left(v+\frac{1}{2}\right) hf\left[1-\left(v+\frac{1}{2}\right)\frac{hf}{4D}\right]$$ [١٥،٣١]

وتؤدي الى عبارة التواترات المصدرة او الممتصة من اجل $\Delta v = 1$

$$\nu = \frac{\Delta W_v}{h} = f\left[1-(v+1)\frac{hf}{2D}\right]$$

تختلف هذه العبارة عن [١٥،٢٨] بالحد الثاني الذي بين المعترضتين . ولما كانت التجربة تبين ان hf هو دوماً صغير ازاء طاقة التحلل D ، فان لهذا الحد قيمة تصحيحية تزداد اهميتها بازدياد v . وان السويات الاولى للاهتزاز هي تقريباً متساوية الابعاد وان التقريب التوافقي جيد ، ثم تتراص (الشكل ١٥ - ١٩) .



الشكل ١٥ - ١٩ . سوية طاقة الاهتزاز لجزيء ثنائي الذرات .

ومتى بلغت المحور المقارب الافقي الذي ترتيبه هو D ، يمكن لـ W_v ان تأخذ اية قيمة أعلى من D : وعندئذ يكون الامتصاص والاصدار متواصلين ، ولكن الجزيء يكون متحللاً (متفككاً) .

د) يمكن ان تتغير طاقة الدوران وفقاً لـ [١٥،١٩] بمقدار كمات اصغر بكثير من طاقة الاهتزاز لأن f هي على الاغلب اكبر من f_r بعشرات المرات. فينتج من ذلك ان كل سبب قادر على اهاجة اهتزازات الجزيء يهيج بصورة

أولى دورانه ، وانه ينبغي الكلام عن طيف **الاهتزاز والدوران** بدلاً من الكلام عن طيف الاهتزاز .

إذا اعتبرنا تغيرات طاقة الدوران وتغيرات طاقةالاهتزاز مستقلة عن بعضها بعضاً ، فان سويات الطاقة تكون مجرد مجموع السويتين اللتين تعطيهما الصيغتان [١٥،٢٨] و [١٥ ، ١٧] أي :

$$W_v + W_r = \left(v + \frac{1}{2}\right) hf + J(J+1)\frac{h^2}{8\pi^2 I} \qquad [١٥،٣٢]$$

وإن التواترات الممتصة ، هي بالاستناد إلى قاعدة الاصطفاء [١٥،٣٠] :

$$\nu = \frac{\Delta W_v + \Delta W_r}{h} = f + B\,[J'(J'+1) - J''(J''+1)] \qquad [١٥،٣٣]$$

ولما كانت سويات الدوران مشغولة (مسكونة) حتى قيم عالية لـ J ، فقد يصادف حصول انتقالات $J'' = J' - 1$ مثلما يمكن أن يكون $J'' = J' + 1$. فبالنسبة إلى $J'' = J' - 1$ تصبح الصيغة [١٥،٣٣] :

$$\nu = f + B\,[J(J'+1) - (J'-1)J'] = f + 2BJ' = f + 2B(J''+1)$$

ومن أجل $J'' = J' - 1$:

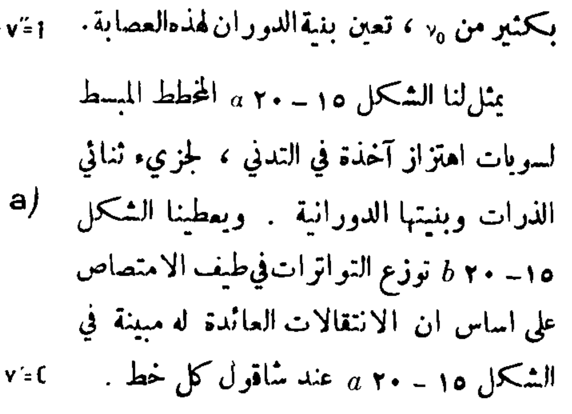
$$\nu = f + B\,[J'(J'+1) - (J'+1)(J'+2)] = f - 2B(J'+1)$$

وهاتان الصيغتان الاخيرتان يمكن جمعهما في صيغة واحدة أي :

$$\nu = \nu_0 \pm 2Bm \qquad [١٥،٣٤]$$

حيث m هو عدد صحيح ($J'' + 1$ أو $J' + 1$) ولا يمكن أن يكون صفراً لان J' و J'' لا يمكن ان يكونا سالبين . وهـذه الصيغة هي من نفس شكل الصيغة [١٥،٤] ، فالفرع P يقابل الاشارة – والفرع R الاشارة + .

إن قيمة $f = \nu_0$ تعين المنطقة الطيفية التي توجد فيهـــا عصابة الاهتزاز والدوران . وان قيم الحد الثاني ، وهي اصغر بكثير من ν_0 ، تعين بنية الدوران لهذه العصابة .



الشكل ١٥ - ٢٠ . - سويات طاقة الاهتزاز والدوران لجزيء ثنائي الذرات ، ومبسط مخطط الطيف العائد له

يمثل لنا الشكل ١٥ - ٢٠ a المخطط المبسط لسويات اهتزاز آخذة في التدني ، لجزيء ثنائي الذرات وبنيتها الدورانية . ويعطينا الشكل ١٥- ٢٠ b توزع التواترات في طيف الامتصاص على اساس ان الانتقالات العائدة له مبينة في الشكل ١٥ - ٢٠ a عند شاقول كل خط .

ان شدة خطوط الاهتزاز والدوران تتعلق بقيمة j كما يبين طيف الشكل ١٥ - ١٥ مكرر . وان المنحني المار من ذروات جميع الخطوط له الهيئة التي في الشكل ١٥ - ١٤ .

هـ) ان طيف رامان العالي التواتر ، الذي يرينا الشكل ١٥-٦ مثالاً منه ، يفسر كأنه طيف امتصاص للاهتزاز والدوران وان اهتزاز جزيء ثنائي الذرات ، بتغيير الابعاد بين الذرات ، يعـــدل الاستقطابيـــة α للجزيء (الفقرة ١١ - ٣) [١] : فيمكن ان نكتب كما في [١٥ ، ٢٦] :

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{\delta \alpha}{\delta r} (r - r_0) \qquad [١٥،٣٥]$$

(١) في حدود التواترات الضوئية التي تستعمل لتهييج فعل رامان ، يكون استقطاب الجزيء الكترونياً محضاً (الفقرة ٩-١١) . ولكن وفقاً لما رأينا في بداية هذه الفقرة ، تتعلق حالة الالكترونات باحداثيات النوى .

ومنه ، من اجل اهتزاز توافقي :

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \sin 2\pi f t$$

اذاً فالعزم الذي يحرضه في الجزيء حقل الموجة الواردة ذات التواتر ν_i له العبارة الآتية :

$$p = \alpha E = \alpha_0 E \sin 2\pi \nu_i t + \alpha_1 E \text{ sni } 2\pi \nu_i t \sin 2\pi f t$$

فاذا كان الجزيء يدور في المستوى xoy فان المركبة p_z التي لا تحوي على تواتر الدوران ، تتحول مع ذلك وفقاً لتواتر الاهتزاز كما يدل على ذلك الحد الثاني من الصيغة [١٥،٣٥] الذي يمكن ان يكتب :

$$\alpha_1 \frac{E}{2} [\cos 2(\nu_i - f)t - \cos 2\pi(\nu_i + f)t]$$

تبين هـذه العبارة ان التواتر المحض للاهتزاز f يظهر في طيف الانتشار ، بينما يغيب في طيف الامتصاص ، مثلما شاهـدنا . اما المركبتان p_x و p_y فهما تحويان على حدود تواتر هي ضعف تواتر الدوران f_r لأسباب رأيناها في الفقرة ١٥ – ٤ ، ج : مثلاً :

$$p_y = \alpha_1 E \sin 2\pi \nu_i t \sin 2\pi f t + \sin 4\pi f_r t \qquad [١٥،٣٦]$$

$$= \frac{\alpha_1 E}{2} [\sin 2\pi(\nu_i - f \pm 2f_r)t - \sin 2\pi(\nu_i + f \pm 2\pi f_r)t]$$

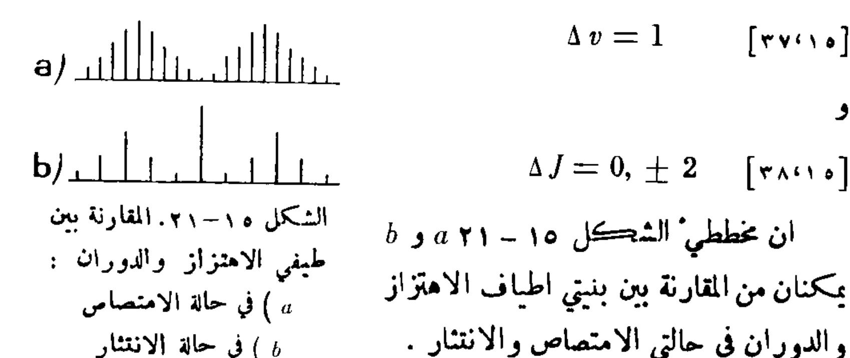
تبين هذه الصيغة ان كل خط من **خطوط رامان** ذي الاهتزاز $\nu_i \pm f$ هو محاط **بخطوط اهتزاز ودوران** تؤلف فرعين $\nu_i + f - 2f_r$ و $\nu_i + f + 2f_r$. وهذا ما تعبر عنه الصيغة التجريبية [١٥،٦] وما يبينه الشكل ١٥ – ٦ .

في مقابل ما رأينا ، ان ميكانيك الكم يعطي من اجل طيف رامان للاهتزاز والدوران قواعد الاصطفاء الآتية :

$$\Delta v = 1 \qquad [١٥،٣٧]$$

و

$$\Delta J = 0, \pm 2 \qquad [١٥،٣٨]$$



الشكل ١٥-٢١. المقارنة بين طيفي الاهتزاز والدوران :
a) في حالة الامتصاص
b) في حالة الانتشار

ان مخططي الشكل ١٥ - ٢١ a و b يمكنان من المقارنة بين بنيتي اطياف الاهتزاز والدوران في حالتي الامتصاص والانتشار .

١٥ - ٦ . — تعقد اطياف الامتصاص والدوران . اللاتوافقية . الافعال المتبادلة بين الاهتزاز والدوران .

أ) ان اطياف الاهتزاز والدوران ليست لها بنية في درجـة البساطة التي تسمح بتفسيرهـا فرضية الاهتزازات التوافقية . تبين التجربة مثلا ان طيف امتصاص HCl يحوي ، علاوة عن عصابة الـ $2\,886\ \mathrm{cm^{-1}}$ عصابات اخرى في $5\,668\ \mathrm{cm^{-1}}$ و $8\,347\ \mathrm{cm^{-1}}$ و $10\,923\ \mathrm{cm^{-1}}$.

تفسر هذه الامور بقبول ان الاهتزازات هي غير توافقية . ويشمل هـذا التعبير على فكرتين مميزتين : ففي ثنائي الاقطـاب الذي يهتز توافقياً ، تكون القوة المعيدة متناسبة مع انتقال الذرات ، وعلاوة على ذلك ان هذه الانتقالات متناسبة مع انتقالات الشحنات الكهربائية . فيمكن ان يكون عدم التوافق اذن ميكانيكياً في الحـالة التي لا يوجد فيها تناسب بين القوة والانتقال أو كهربائياً اذا كانت تحولات العزم الثنائي الاقطاب غير متناسبة مع الانتقالات الذرية .

وقد رأينا في الجزء ٣ ، ٤ — ٨ ان اللاتوافقية الميكانيكية تجر على الحركة الدورية وجود مدروجات $2\nu_0$ ، $3\nu_0$ ، ... للتواتر الاسامي ν_0 .

ومن جهة ثانية تجر اللاتوافقية الكهربائية وجود حدود من درجـة اعلى من الحد الاول في النشر [١٥،٢٦] ويؤدي ذلك ايضاً الى وجود مدروجات لـ ν_0 في عبارة p .

يبرهن في نظرية الكم انه اذا اخذت لا توافقية هزازة بعين الاعتبار ، فان الصيغة [١٥،٢٨] التي تعطي سويات الطاقة يستبدل بها الآتية :

$$W_v = hf\left(v + \frac{1}{2}\right) - xhf\left(v + \frac{1}{2}\right)^2 \qquad [١٥،٣٩]$$

حيث x هي ثابتة اللاتوافقية للاهتزازة ، ويستنتج من الصيغة السابقة التباعد بين سويتي الاهتزاز :

$$W_1 - W_0 = hf\,(1 - 2\,x)$$
$$W_2 - W_0 = hf\,(1 - 3\,x)$$ ، الخ ...

وهكذا فلم تعد السويات متساوية الابعاد ، بل هي تتراص كلما زادت v ولا سيما اذا كانت قيمة x اكبر من ذلك (راجع الشكل ١٥ – ٢١) .

ب) لدى كتابتنا لعبارتي طاقتي الاهتزاز والدوران منفصلتين في الصيغة [١٥،٣٢] نكون قد سلمنا بأن نوعي الحركة هذين لا يؤثران في بعضهما بعضاً . لكن لما كانت الصلة بين الذرات ليست صلدة ، ما دام الجزيء يمكن ان يهتز ، فان القوة النابذة التي يولدها الدوران تفرج بين الذرات . ويزداد عظم المطالة I مع سرعة الدوران . ثم ان الاهتزاز يولد تغيراً ثابتاً لعزم العطالة . ويمكن ان تؤخذ هـذه الوقائع بعين الاعتبار لتصحيح الصيغ النظرية ، ونصل بهذه الوسيلة الى تحسين الاتفاق بين هـذه الصيغ وبين نتائج التجارب (راجع الفقرة ١٥ – ٢ أ) .

١٥ ـ ٧ . — نتائج دراسة أطياف الاهتزاز الدوراني :

تقع أطياف الاهتزاز والدوران في مناطق من طيف تحت الاحمر هي الآن أسهل منالاً من مناطق أطياف الدوران المحض .

وإن قياس (فاصلة) مسافة خطوط الدوران بواسطة [١٥،٣٣] و [١٥،١٩] يمكّن من حساب عزم العطالة I والبعد r_0 للجزيء ثنائي الذرات .

وتلعب المدروجات دوراً هاماً في أطياف الامتصاص ، حيث ترى بسهولة وعند الاقتضاء بواسطة زيادة ثخن المادة التي يجتازها الضوء ، لان شدتها أضعف من شدة العصابات الاساسية التي تواترها ν_0 . وهي بالعكس قلما تظهر في أطياف

الانتثار ، حيث شدة الخطوط الاساسية هي أضعف بكثير من شدة الخط المنتثر بدون تغيير في التواتر .

يمكن قياس تواتر الاهتزاز المحض لعصابة أساسية ولمدروجاتها ، بواسطة العلاقة [١٥ ، ٣٩] من حساب ثابتة اللاتوافقية x والتواتر f للاهتزاز المفروض انه توافقي . وتعطي هـذه القيمة الاخيرة بمعونة [١٥ ، ٢٥] المثل k لقوة الاعادة .

مثلاً نحسب لـ HCl ابتداءً من الاعـداد الموجية للعصـابة الاساسية $2\,886\ cm^{-1}$ ومدروجها $5\,668\ cm^{-1}$:

$$\frac{xf}{c} = 52\ cm^{-1} \quad \frac{f}{c} = 2\,989\ cm^{-1}$$

$$k = 4\pi^2 f^2 \mu = 5{,}06.10^5 \text{dynes/cm.}$$

الجدول ١٥ – ٣

الاقدار المميزة لبعض الجزيئات الثنائية الذرات

Cl_2	O_2	N_2	H_2	HI	HBr	HCl	الجزيء
٥٥٦	١٥٥٥	٢٣٢٩	٤١٦٠	٢٢٣٣	٢٥٥٨	٢٨٨٦	σ_0 بـ cm^{-1}
٥٦٥	١٥٧٩	٢٣٥٩	٤٤٠٥	٢٣٢٣	٢٦٥٠	٢٩٨٩	f/c بـ cm^{-1}
٣,٣٢	١١,٧	٢٢,٨	٥,٦٨	٣,١٤	٥,٠٦	٥,٠٦	$k \times 10^{-5}$ بـ دينه / سم
١,٩٩	١,٢١	١,١٠	٠,٧٥	١,٦٠	١,٤١	١,٢٧	r_0 بـ Å
١١٤	١٩,٢	١٣,٨	٠,٤٧	٤,٢٥	٣,٣	٢,٦١	$I_0 \times 10^{40}$ بـ سم٢
٠	٠	٠	٠	١,٦	٣،٠	٣,٤	$p_0 \times 10^{30}$ بـ C.m
٥,٠	١,٨	١,٩	٠,٨	٦,٠	٤,٠	٢,٩	$\alpha \times 10^{40}$ بـ $F \cdot m^2$
٢,٤٧	٥,٠٨	٩,٧٦	٤,٤٧	٣,٠٥	٣،٧٥	٤,٤٣	D_0 بـ الكترون فولت

نرى أن تواتر الاهتزاز ، الذي يفرض أنه توافقي ، يبتعد كثيراً عن التواتر الاساسي .

وإن حساب تقارب سويات الاهتزاز ، ابتداءً من اللاتوافقية الملحوظة ، يمكّن من جهة ثانية من الحصول على قيمة طاقة التحلل D_0 (١) .

يجمع لنا الجدول ١٥ – ٣ بعض قيم ثوابت الجزيئات الثنائيـة الذرات ، المعينة ابتداءً من أطياف الاهتزاز والدوران .

١٥ ـ ٨ . ــ الاطياف الالكترونية للجزيئات الثنائية الذرات :

أ) إن طيف الامتصاص في ما فوق البنفسجي يقابل غالباً امتصاص طاقة أكبر من طاقة التحلل D للجزيء في حالته الاساسية . فلدينا مثلاً في حالة الجزيء Br_2 : $\frac{D}{hc} = 16000\ \text{cm}^{-1}$ ، أي $\lambda = 6\,300\ \text{Å}$ ، في حين أننـا نعرف وجود عصابات امتصاص في منطقة الاخضر . فبنتيجة التفسير الذي أعطي في الفقرة ١٥ – ٥ د . كان ينبغي أن نتوقع أن يكون الطيف المبصَر متصلاً . فاذا به يتألف من خطوط ، فلا يمكن إذن أن تعزى إليه الطاقة المتقدمة .

ويمكن أيضاً التساؤل لماذا لا تمتد أطياف الاهتزاز والدوران حتى القيم العائدة إلى طاقة التحلل D ؟ يعود ذلك إلى أن قواعد اصطفاء الاهتزاز لا تسمح لـ Δv إلا بقيم فيها عدد صغير من الوحدات . فاذا كان البعد بين السويتين في حدود $1\,000\ \text{cm}^{-1}$ فانه ينبغي لبلوغ منطقة الضوء المرئي ذات الـ $15\,000\ \text{cm}^{-1}$ ،

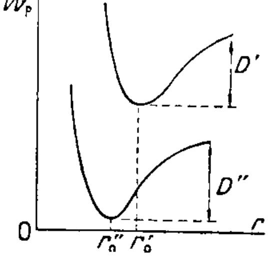
---

(١) إن الطاقة D_0 لم تحسب ابتداء من الحد الادنى W_p كالطاقة D على الشكل ١٥–١٩ ، وانما ابتداءً من السوية $v = 0$ التي تختلف عن الحد الأدنى بقيمة الطاقة المتبقية (الفقرة ١٥ – ٥ ج) .

أن التهييجات المسلطة على نفس الجزيء تجعله يقوم بـ ٥ الى ١٥ انتقالاً متتابعاً، وذلك بعيد الاحتمال جداً .

ب) في هذه الشروط ينبغي ان تُعزى الطيوف المصّرة الى مظـــاهر الكترونية مختلفة ، وذلك بطريقة مشابهة لما يحدث للذرات. ولكن هذه الفروق تجر تغيرات في القوى التي تثبت الذرات في تجمعهـا ، وبالنتيجة في مسافات التوازن ، اي في عزوم العطالة .

نفهم من هنا انه في مختلف الحالات الالكترونية للجزيء لا يكون لسويات الاهتزاز والدوران نفس القيمة .



الشكل ١٥-٢٢. الطاقة الكامنة لجزيء ثنـائي الذرات : المنحني الادنى: في الحالة الاساسية، المنحني الاعلى : في الحالة المهيجة

وفي حـــالة جزيء ثنائي الذرات ، يمثل منحنيا الطاقة الكامنة في الحالة الاساسية وفي حالة الكترونية مهيجة بالمخططين الواردين في الشكل ١٥ — ٢٢ مثلاً . وقـد رقمت جميع الاقدار G العائدة الى الحالة العليا G' وجميع الاقدار العائدة الى الحالة الدنيا G'' .

ولما كان لدينا عدة احوال الكترونية متميزة ، فاننا لا نستطيـع ان نعتبر الطاقة العـائدة الى الحد الأدنى لـ W_p في كل منها ، مثلما ، هو الحال في ١٥ — ١٥ أ . لتكن W_e هـذه القيمة في حالة معينة ، فالطاقة الكلية للجزيء هي ، في تقريب اولي :

$$W = W_e + W_v + W_r \qquad [١٥،٤٠]$$

حيث ترمز W_v و W_r بالترتيب إلى طاقتي الاهتزاز والدوران العائدتين الى الحالة الحاضرة للجزيء . وفي حالة التقريب التي تؤدي الى الصيغة [١٥،٣٢] يكون لدينا :

$$W = W_e + \left(v + \frac{1}{2}\right) hf + J(J+1)\frac{h^2}{8\pi^2 I}$$

يرافق الانتقال من حالة الى حالة تغير في الطاقة :

$$\Delta W = \Delta W_e + h\left[\left(v' + \frac{1}{2}\right)f' - \left(v'' + \frac{1}{2}\right)f''\right] + \frac{h^2}{8\pi^2}\left[\frac{J'(J'+1)}{I'} - \frac{J''(J''+1)}{I''}\right] \quad [١٥، ١٤]$$

للحصول على الشعاعات المصدرة فعلاً او الممتصة ، من بين جميع الشعاعات التي تعطيها الصيغة $\nu = \frac{\Delta W}{h}$ ، ينبغي تعيين قواعد الاصطفاء .

ج) **قواعد الاصطفاء للحالات الالكترونية** . يجري تصنيف الحالات الالكترونية لجزيء ثنائي الذرات وفق مبادىء شبيهة بمبادىء الحالات الذرية . ولما كانت تواترات الاهتزاز هنا اصغر بكثير من تواترات حركات الالكترونات فانه يمكن ان نقبل في تقريب اولي ، ان هـــذه الأخيرة موضوعة في الحقل الكهربائي الثابت للنوى المستقرة . وليس لهذا الحقل التناظر الكروي كما في حالة الذرات وانمـا له تناظر اسطواني حول المحور الذي يصل بين نواتي الجزيء وان حالة الالكترونات في جزيء كهذا لها ، بنتيجة ذلك، شبه بحالة الكترونات الذرات المؤلفة له ، في حقل كهربائي منتظم قوي . (الفقرة ١٤ – ١٠) والذي ينبغي اخذه بعين الاعتبار هو مركبات العزم الحركي المداري والعزم الحركي الاسبيني على منحى المحور الجزيئي ، لانهـا تعود الى ثوابت الحركة في الميكانيك الكلاسي وهذه الثوابت هي المكممة .

يكون الحقل الكهربائي المحوري على العموم شديداً بالقدر الكافي الذي يسمح بفصم التزاوج الاسبيني – المداري للالكترونات لدى اعتبارها كلاً على حدته . وينبغي النظر افرادياً الى العزوم الحركية المدارية والعزوم الحركية الاسبين (راجع الفقرة ١٤ – ١٦ ب) .

إن العزم الحركي المداري للالكترون بالنسبة إلى محور الجزيء يميز بعدد كمي λ = ٠ ، ١ ، ٢ ، ... يقابل العدد l لألكترون ذري (الفقرة ١٤ - ٨ ج) ويشار إلى الحالات المختلفة للألكترون من أجل مختلف قيم λ بالأحرف اليونانية المماثلة للاحرف (s ، p ، d) التي ترمز إلى حالات الالكترون الذري من أجل مختلف قيم l ، أي :

λ :	٠	١	٢	٣	...
الحالة :	σ	π	δ	φ	...

وبنفس الكيفية إن المركبة G' للعزم الحركي المداري الكلي G للالكترونات على المحور الجزيئي هي المكممة ؛ ولذلك لا يمكن لها أن تأخذ سوى القيم :

$$G' = \Lambda \frac{h}{2\pi} \qquad [٤٢،١٥]$$

حيث يأخذ العدد الكمي Λ القيم ٠ ،١ ، ٢ ، ... ويرمز للحالات الالكترونية الاجمالية العائدة لها بالاحرف اليونانية الكبيرة (مثل S ، P ، D ... بالنسبة إلى الحالات الذرية . الفقرة ١٤ — ١٣) .

Λ :	٠	١	٢	٣	...
الحالة :	Σ	Π	Δ	Φ	...

لكل الكترون ، علاوة على العزم الحركي المداري ، عزم حركي اسبيني يساوي $\frac{1}{2}\,\frac{h}{2\pi}$ ويمثل بمتجهة $\vec{s_i}$ ، والحاصلة $\vec{S}$ لجميع هذه المتجهات لها طويلة S هي مضاعف صحيح وصغير لـ $\frac{h}{4\pi}$ ، لأن أكثر الكترونات الجزيء لا تسهم في S (الفقرة١٤ - ١٦ د) .

ومثلما هو الامر في الذرات (الفقرة ١٤ – ١٣ ا) يخلق العزم المداري للالكترونات في الجزيء حقلاً مغناطيسياً منحاه الوسطي هو منحى محور الجزيء . وأما العزم المغناطيسي المرتبط بالاسبين فيتقهقر حول منحى هذا الحقل المغناطيسي ولا يمكن أن يأخذ بالنسبة إلى المحور C إلا عدداً معيناً من الاتجاهات المحددة . إن مركبات S على المحور C هي مضاعفات صحيحة لـ $\frac{h}{4\pi}$ أي : $\Sigma \frac{h}{4\pi}$ ، حيث يمكن أن تأخذ Σ ، القيم S ، $S-1$ ، ... $-(S-1)$ ، $-S$. وعددها $2S+1$ [1] . وهذا التوجيه لا يحدث إلا إذا كان الحقل المغناطيسي الذي يسببه موجوداً ، أي إذا لم يكن Λ معدوماً . وفيما عدا هذه الحالة تميز مركبة العزم الحركي الالكتروني في اتجاه المحور C بالعدد :

$$\Omega = \Lambda + \Sigma \qquad [١٥، ٤٣]$$

لكل حالة من حالات الطاقة الالكترونية المقابلة لقيمة من Λ ولقيمة من S معينة ، يمكن أن تأخذ Σ ، وبالنتيجة Ω ، $2S+1$ قيمة : فيوجد $2S+1$ سوية تحتية للطاقة . و $2S+1$ هو تعدد الحالة المفروضة .

ومثلما رمز إلى الحالات الذرية ، يشار إلى الحالات الجزيئية بالحرف المربوط بقيمة Λ ، مسبوقاً بصورة أسيّة بالعدد الدال على التعدد ومتبوعاً بشكل دليل سفلي بالعدد الدال على قيمة Ω . مثلاً إذا كان $\Lambda = 1$ و $S = \frac{1}{2}$ و $\Sigma = \pm \frac{1}{2}$ و $\Omega = \frac{3}{2}$ و $\frac{1}{2}$ و $2S+1 = 2$ فان السويتين التحتيتين يكون رمزاهما : $\Pi_{1/2}$ و $\Pi_{3/2}$.

وإذا كان $\Lambda = 0$ ، فان مركبة S في استقامة المحور الجزيئي ليست

(١) ينبغي تجنب المزج بين الرمز Σ المعين هنا وبين الرمز الذي يمثل الحالات التي يكون فيها $\Lambda = 0$.

مكممة ، كما سبق القول ، ولكن يبين مع ذلك التعدد $2S+1$ لتلك الحالة Σ المذكورة .

إن قواعد الاصطفاء التي تحكم الانتقالات بين السويات الالكترونية للجزيئات الثنائية الذرة هي الآتية :

$$\Delta\Lambda = 0, \quad \pm 1 \qquad [١٥،٤٤]$$

وهذه القاعدة تذكر بقاعدة الانتقالات بين السويات الالكترونية لذرة موضوعة في حقل كهربائي أو مغناطيسي (الفقرة ١٤-١١) .

ثم إن لدينا :

$$\Delta\Sigma = 0 \qquad [١٥،٤٥]$$

أو ، وفقاً لـ [١٥،٤٣] :

$$\Delta\Omega = 0, \quad \pm 1 \qquad [١٥،٤٦]$$

إن أغلب الجزيئات الثنائية الذرات تحتوي على عدد زوجي من الالكترونات و $\Lambda = 0$ ، وعلاوة على ذلك – وهذا أمر كثير الوقوع – إذا كانت جميع الاسبينات متوازية، $S = 0$.فالحالة الاساسية لأغلب الجزيئات الثنائية الذرات هي إذن $^1\Sigma$.

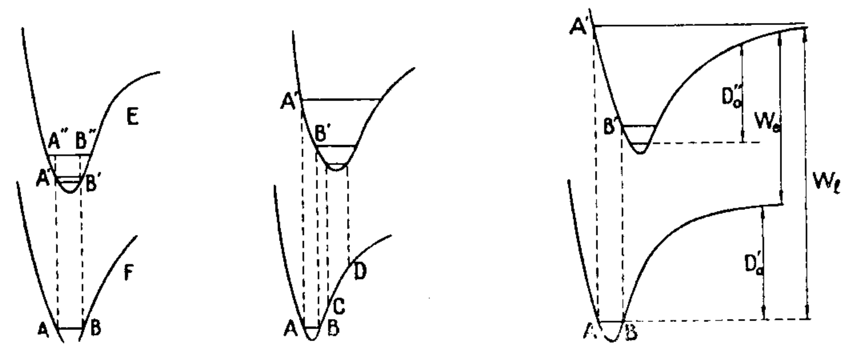
ان جملة عصائب مادة CN الممثلة على الشكل ١٥-٧ هي ناجمة عن انتقال بين حالتين $\Sigma(\Delta\Lambda = 0)$.

د) **قواعد الاصطفاء لحالات الاهتزاز** . ان عصائب جملة من العصائب ليست مغطاة بقاعدة اصطفاء هي في بساطة الاطياف تحت الحمراء $\Delta v = \pm 1$ ثم ان هذه القواعد تتغير كثيراً من جزيء الى آخر .

ان تفسير هذه الامور المعقدة قد بني على فرضية اعتمدها فرانك وكوندن

Franck et Condon . فلنسلم بأن الانتقال الالكتروني الذي يرافق اصدار كم او امتصاصه ، يحدث في زمن قصير الى حد ان الذرات – التي هي اشد عطالة منه – تحافظ على مواقعها وسرعاتها : **ان المسافات بين النوى وان الطاقة الحركية للاهتزاز تظل على حالها فوراً قبل الانتقال وبعده .**

فلنفكر في **امتصاص** جزيء ثنائي الذرات . ان الأمر الاساسي هو ان نلاحظ انه في درجة الحرارة العادية يكون اغلب الجزيئات في اخفض مستوى للاهتزاز AB $(v'' = 0)$ من الحالة الالكترونية الاساسية F (الشكل ١٥ – ٢٣)

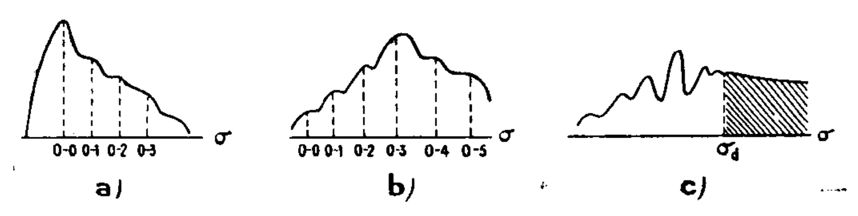


الشكل ١٥–٢٣ . الانتقالات الالكترونية في الجزيئات الثنائية الذرات

وان سرعة الاهتزاز بسبب انعدامها في A و B فان الاحتمال الاكبر للعثور على الذرات هو في جوار القيم العظمى والصغرى التي يمكن ان تأخذها r .

فاذا كان بعد التوازن للذرات هو على حاله تقريباً في الحالة الالكترونية المهيجة E وفي الحالة الاساسية (الشكل ١٥ – ٢٣ a) ، فان الشروط الناجمة عن فرضية فرانك وكوندن محققة من اجل انتقال يؤدي الى سوية اهتزاز منخفضة جداً للحالة E ، يحصل عليها بالتقاطع ′A او ′B للخطوط الرأسية الذاهبة من A و B مع المنحني E ،وان الوصول الى سوية اهتزاز عليا مثل ″A″ B يؤدي بالجزيء الى ان تكون له طاقة اهتزازية حركية مهمة . (تقاس بـ ″A′ A او

"B'B ، راجع الشكل ١٥ - ١٩) بينما تكون هذه الطاقة ضعيفة في الحالة F ؛ فانتقال مثل هذا هو اذن قليل الاحتمال جداً . يكون لطيف الامتصاص الهيئة التي يبينها لنا الشكل المبسط الوارد في ١٥ - ٢٤ a ، فالعصابة المقابلة للانتقال



الشكل ١٥-٢٤. البنية المبسطة للاطياف المقابلة لمختلف حالات الشكل ١٥-١٨

$v''=0 \rightarrow v'=0$ هي الأقوى والتي تليها $v'=1$ او 2 او 3 ... لها شدات تتناقص بالتدريج . وان صورة الشكل ١٥ - ٢٥ في اللوحة ٨ ، العائدة الى طيف امتصاص جزيء اكسيد الفحم CO تعطينا مثالاً عن هذه الحالة .

اذا كان البعد r_0 اكبر في الحالة الالكترونية المهيجة (الشكل ١٥-٢٣ b) فاننا نرى ان السويتين 'A و 'B للحالة العليا واللذين يكون احتمال الانتقال فيهما هو الأكبر ، لهما عددان v'' اعلى منهما في الحالة الاولى . فالعصابة الأكثر شدة ليست العصابة $0 \rightarrow 0$ وان طيف الامتصاص يشبه طيف الشكل ١٥-٢٤ b .

في الحالة الممثلة على الشكل ١٥ - ٢٣ c ، يؤدي الانتقال البادىء من B الى سوية اهتزازية 'B للحالة الالكترونية المهيجة ، ولكن الذي يبدأ من A يؤدي الى سوية 'A اعلى من طاقة التحلل "D : وعندئذ فان طاقة الذرات لا تكون مكممة . يتألف الطيف في هذه الحالة من جملة عصائب ، اقواها تقابل الانتقال 'BB ، ومن طيف متصل له نهاية عظمى للشدة في جوار التواتر σ_d المرافق للانتقال 'A A (الشكل ١٥ - ٢٤ c) .

ففي الايود I_2 مثلاً يمثل طيف الامتصاص بصورة الشكل ١٥ - ١٠ وبنيته المبسطة بالشكل ١٥ - ٢٤ c .

فاذا عرفنا التواتر الحدي ν_e لطيف العصائب امكننا ان نحسب طاقة التحلل D' . والذرات التي تنتج من تحلل الجزيء في الحالة الالكترونية المهيجة E هي نفسها في حالة ليست بحالتها الاساسية . ان طاقة تهيج الذرات على الشكل هي W_e ، فاذا عرفت الحالة التي توجد فيها هذه الذرات بالتحلل وسوياتها الطاقية، امكن حساب W_e . والطاقة $W_l = h\nu_l$ العائدة الى نهاية طيف العصائب ممثلة على نفس الشكل ، فيرى ان :

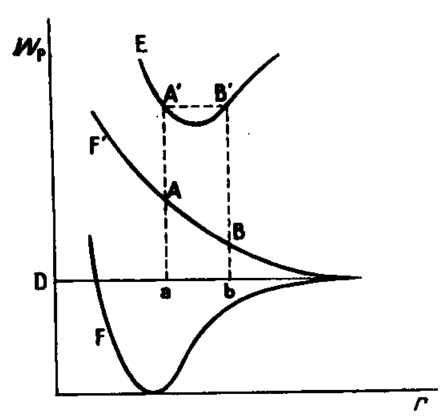
$$D'_0 = W_l - W_e \qquad [١٥،٤٧]$$

ففي حالة الايود مثلاً يكون $\lambda_l = 4\,990$ Å ، ومنه $W_l = 2{,}472$ eV ، فيتحلل الجزيء ويعطي ذرة في الحالة الاساسية $^2P_{3/2}$ والذرة الأخرى في الحالة المهيجة $^2P_{1/2}$ ، وطاقتها التهيجية هي $W_e = 0{,}937$ eV . ومنه $D'_0 = 2{,}472 - 0{,}937 = 1{,}535$ eV اي 35 300 kcal/kmole . وان تعيين D'_0 بالطريقة الكيماوية يعطي 34 500 kcal/kmole .

هـ) ان قواعد الاصطفاء العائدة الى الانتقالات الالكترونية في الطيوف الاصدارية الالكترونية هي نفس القواعد في الامتصاص. وان قواعد الاصطفاء المتعلقة بالاهتزازات يمكن ان تكون مختلفة في الامتصاص والاصدار بنتيجة شرط فرانك وكوندن . وان توزع الجزيئات بين مختلف سويات الاهتزاز للحالة الالكترونية المهيجة هو في الواقع تابع للشروط التجريبية . فلنحاكم مثلاً في حالة الشكل ١٥ ـ ٢٥. اذا كانت الجزيئات المتهيجة هي بصورة رئيسية في حالة الاهتزاز الاسامي $v' = 0$ ، وذلك ما يحدث اذا كان التهييج ضعيفاً والضغط قوياً ، بحيث ان تبادلات الطاقة الاهتزازية تكون عديدة ، فان اهم الانتقالات تعيد الجزيء الى السوية المارة بـ C او بـ D على الشكل ١٥ ـ ٢٣ b ، العائد الى قيمة عالية لـ Δv . اما اذا كان التهييج على العكس ناجماً عن امتصاص الاشعاع والضغط ضعيف ، فان الرجوع يمكن ان يحدث ابتداءً من سويات

اهتزاز اعلى ، يبلغها لدى الامتصاص وتكون قواعد الاصطفاء مختلفة عنها في الحالة السابقة (راجع الفقرة ١٥ ـ ٩) .

لطيف الاصدار المتصل لجزيء الهدروجين (الفقرة ١٥ - ١) المنشأ الآتي : ان الحالة المهيجة E (الشكل ١٥- ٢٦) هي حالة $^3\Sigma$ تعددها يساوي ٣، حيث الكترونا الجزيء H_2 لها اسبينان متـــوازيان فيما بينهما . وهنالك حالة اساسية F′ رمزها $^3\Sigma$ فيها اسبينا الالكترونين متوازيان ايضا ولكنها غير مستقرين ، لأن تشكل الجزيء H_2 مرتبط بكون اســبيني الالكترونين متعاكسين (انظر الجزء ٨) والحـــالة الاساسية المستقرة F هي $^1\Sigma$. ويحصل الرجوع الى الحـالة E ابتداء من السوية A′B′ مثلا ، نحو الحالة F′ ، في A او في B . ولكن الجزيء يتحلل فوراً وتأخذ الذرات طاقة حركية تقاس بالبعد



الشكل ١٥-٢٦. منشأ الطيف المتصل للجزيء H_2

Aa او Bb الذي يفصل ترتيب نقطة وصول المحور المقارب D الى المنحني F . هذه الطاقة ليست مكممة بحيث ان الطيف يكون متصلاً .

و) **قواعد الاصطفاء لحالات الدوران** . ان البنية الدورانية للعصائب الالكترونية (الفقرة ١٥ ـ ٢ د) هي اشد تعقداً من بنية عصائب الاهتزاز الدوراني (الفقرة ١٥ ـ ٢ ج) ويعود ذلك اصلاً الى ان الحـالة الالكترونية للجزيء لما كانت لا تتغير في هذه الحالة الاخيرة ، فان عزم العطـالة المتوسط يظل على ما هو عليه في الحالتين اللتين يحصل بينهما الانتقال ، بينما انه في الحـالة الاولى يمكن ان يكون العزم مختلفاً اختلافاً بينـــاً . فلنفرض في الصيغة [١٥، ٤١] :

$$\Delta W_e + h\left[\left(v' + \frac{1}{2}\right)f' - \left(v'' + \frac{1}{2}\right)f''\right] = h\nu_0$$

فتعطينا علاقة بور :

$$\nu = \nu_0 + B'J'(J'+1) - B''J''(J''+1) \qquad [١٥،٤٨]$$

وهذه الصيغة هي اقل بساطة من الصيغة [١٥،٣٣] العائدة الى طيوف الاهتزاز والدوران . ولنقبل بأن قواعد الاصطفاء العائدة الى J هي هنا ايضاً :

$$J'' - J' = \pm 1 \qquad [١٥،١٨]$$

فمن اجل $J'' = J' + 1$ تعطي الصيغة [١٥،٤٨] :

$$\nu = \nu_0 + [B'J' - B''(J+2)](J'+1) =$$
$$= \nu_0 + (B' - B'')J' - 2B''](J'+1)$$

ومن اجل $J'' = J' - 1$

$$\nu = \nu_0 + [B'(J''+2) - B''J''](J''+1) =$$
$$= \nu_0 + [(B' - B'')J'' - 2B'](J''+1)$$

وهاتان الحالتان يمكن ان تلخصا في صيغة واحدة :

$$\nu = \nu_0 \pm 2Bn + Cn^2 \qquad [١٥،٤٩]$$

بافتراض $2B = B' + B''$ و $C = B' - B''$ ، والعدد الصحيح n ، الذي يساوي اما $J' + 1$ او $J'' + 1$ يمكن ان يأخذ جميع القيم الموجبة ما عدا الصفر . وهكذا نلاقي صيغة ديلاندر [١٥،٧] التي هي كما رأينا ، تمثل تماماً البنية الدورانية لعصائب الـ CN ، وكذلك غيره من الجزيئات الثنائية الذرة . وهذا يبرر قواعد الاصطفاء [١٥ ، ١٨] . على أنه من أجل بعض الجزيئات لا تكفي الصيغة [١٥ ، ٤٩] لتمثيل كل خطوط العصابة ، بل ينبغي ان يضاف الى قواعد الاصطفاء $J'' - J' = \pm 1$ القاعدة الاضافية الآتية :

$$J'' - J' = 0$$

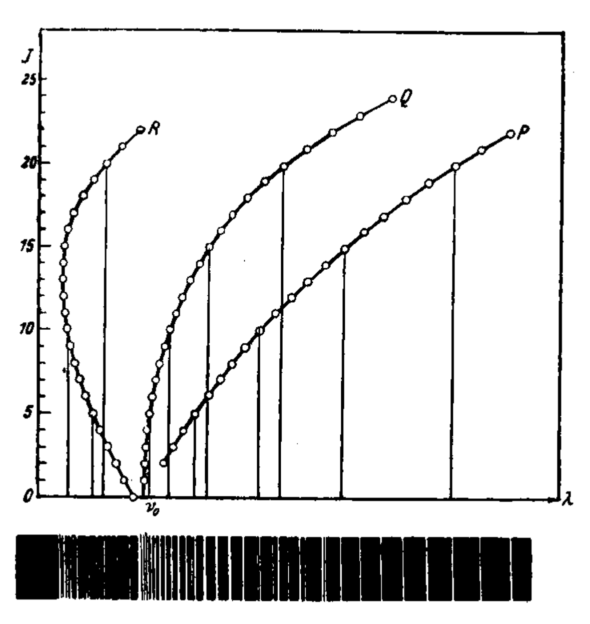
فتصبح الصيغة [١٥،٤٨] :

$$\nu = \nu_0 + (B' - B'') J' (J' + 1)$$

أي :

$$\nu = \nu_0 + Cn + Cn^2 \qquad [١٥،٥٠]$$

بأن نكتب $n = J' = J''$ ونعطي للثابتة C نفس الدلالة التي لهـــا في [١٥،٤٩] . فالمعـادلة [١٥،٥٠] تمثل نقطاً من قطع مكافيء متميز عن [١٥،٤٩] وهو الفرع Q (الشكل ١٥ – ٢٧) .

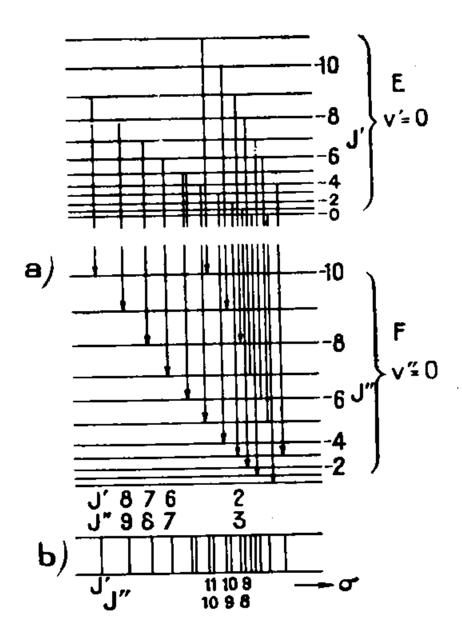


الشكل ١٥ – ٢٧ . قطوع فورترا المكافئة ، لعصابة الكترونية في جزيء ثنائي الذرات ، والطيف العائد لها .

وقد تبين ان الفرق بين قواعد الاصطفاء من اجل J مرتبط بقواعد الاصطفاء [١٥،٤٤] العائدة الى العدد الالكتروني Λ فاذا كان $\Delta\Lambda = 0$ فان الفرع Q يكون دوماً ضعيفاً ولو كان هنالك انتقال بين الحالتين الالكترونيتين Σ فان

شدته معدومة : وذلك حـال الجزيء CN والجزيئات المماثلة له . واذا كان $\Delta\Lambda = \pm 1$ فان الفروع P ، Q ، R تبدو بشدات متقاربة .

يبين الشكل ١٥ – ٢٨ a بصورة مبسطة سويات الدوران لسوية الاهتزاز الاساسية $v'' = 0$ للحالة الالكترونية الاساسية ولسوية الاهتزاز $v' = 0$ للحالة الالكترونية المهيجة . وقد مثلت الانتقالات التي تعطي بنية الدوران لعصابة اصدار مثل 3 883 Å لـ CN. وان مقارنة هذا الشكل بالشكل ١٥ – ٢٢ تبين كيف ان الفرق في الفاصلة بين سويتي الدوران J' و J'' في الحالتين الالكترونيتين يجر توزعاً لخطوط الدوران مختلفاً في عصابة الكترونيـة عنه في عصابة اهتزاز دوراني . وقد قبل بأن $\Delta J = \pm 1$ والخطوط الممثلة على ١٥ – ٢٨ b تعود الى جملة الفرعين P و R . وقد افترض ان بُعد توازن الذرات في الحالة المهيجة هو اكبر منه في الحالة الاساسية ، بحيث ان $B'' > B'$ وان رأس العصابة يقع في ناحية التواترات العالية .



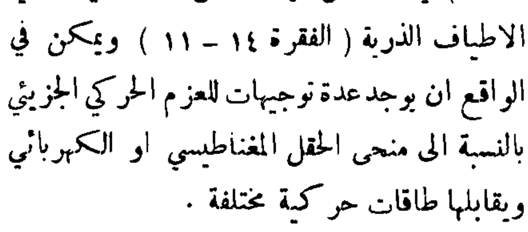
الشكل ١٥–٢٨ . سويات الطاقة لحالتين الكترونيتين لجزيء ثنائي الذرة، ومبسط الطيف العائد الى ذلك

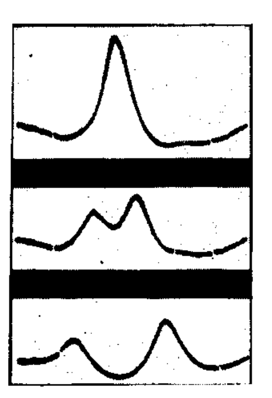
١٥ - ٩ . — الانتقالات الالكترونية الضعيفة الطاقة .

يوجد للجزيئات ، كما يوجد للذرات، انتقالات الكترونية بين سويات ذرات

طاقات متقاربة جداً .

أ) يحدث فعل زيمان وفعل شتارك في الاطياف الجزيئية ، مثلما يحدثان في الاطياف الذرية (الفقرة ١٤ - ١١) ويمكن في الواقع ان يوجد عدة توجيهات للعزم الحركي الجزيئي بالنسبة الى منحى الحقل المغناطيسي او الكهربائي ويقابلها طاقات حركية مختلفة .





الشكل ١٥ - ٢٨ مكرر
فعل شتارك لخط دوراني
للجزيء OCS

ان الانتقالات بين السويات ، التي حللتها الحقول هكذا ، تولد في النطاق فوق الهرتزي اطياف امتصاص بالتجاوب المغناطيسي او الكهربائي مثلما رأينا في الفقرة ١٤ - ١٦ ج فيما يتعلق بالذرات ، وان الشكل ١٥ - ٢٨ مكرر يبين فعل شتارك لخط دوراني للجزيء OCS .

خلافاً لما يجري في الاطياف الذرية ، ان فعل شتارك يلعب في دراسة الاطياف الجزيئية دوراً أهم من فعل زيمان .

ب) هنالك انتقال ذو طبيعة خاصة وهو انتقال النشادر NH_3 الذي يولد خط امتصاص طول موجته ١,٢٥ وسيدرس في الجزء ٨ .

١٥ - ١٠ . — أطياف الجزيئات المتعددة الذرات .

ان اطياف الجزيئات التي تحوي على اكثر من ذرتين ، هي في الجملة ، اكثر تعقيداً من اطياف الجزيئات الثنائية الذرات (التي درسناها وحدها في الفقرات السابقة) لأن حركات الدوران والاهتزاز ، وكذلك الحالات الالكترونية هي اكثر عدداً . ومع ذلك فبالأمكان هنا ايضاً ، ان نميز اطياف الدوران المحض ، والدوران والاهتزاز ، والاطياف الالكترونية .

أ) **اطياف الدوران** . من المعلوم ان الجسم الجامد (١ ، ١١ – ٨) الذي لا يقبل التشويه ، هو مميز من وجهة نظر حركاته الدورانية بثلاثة محاور رئيسية للعطالة عائدة الى مركز ثقله ، ويكون عزم العطالة اعظمياً بالنسبة الى احد هذه المحاور وأصغرياً بالنسبة الى محور آخر .

ولا يمكن الا للجزيئات القطبية ان يكون لها طيف دوران محض في الامتصاص . ووفقاً للتناظر الذي ينتج من بنيتها ، يمكن تمييز الحالات الآتية بين الجزيئات .

١ً . – **الجزيئات الخطية** (وتكون الجزيئات الثنائية الذرات حالة خاصة منها) لها عزما عطالة رئيسيان معدومان . وذلك مثال CO_2 و HCN و NNO ... وأولى هذه الجزيئات لما كانت متمركزة ، فانه لايمكن ان يكون لها طيف دوران تحت الأحمر . ان سويات طاقة الدوران للجزيئات الخطية لها نفس العبارة [١٥،١٦] التي للجزيئات الثنائية الذرات ، وكذلك ان قواعد الاصطفاء هي نفسها ، في الامتصاص كما في الانتثار ، لكن قياس فاصلة الخطوط الدورانية لا يكفي لتحديد مسافات الذرات لأن عبارة عزم العطالة $I=\sum_i m_i r_i^2$ ليست هنا بالبساطة التي هي عليها في حالة الجزيء الثنائي الذرات (الفقرة ١٥ – ٤ د) .

٢ً . – ان الجزيئات ذوات التناظر العالي جداً مثل CH_4 ، CCl_4 ، SF_6، تكون عزوم عطالتها الرئيسية الثلاثة متساوية . وان اهليلج العطالة الجسم العائد لها (١ ، ١١ – ٨) يصبح كرة . فهي اذاً **مدورات كروية** . وهي بسبب التناظر لا يمكن ان يكون لها عزم ثنائي الأقطاب ، ولا بنتيجة ذلك طيف تحت الاحمر دوراني ، ولكن لها طيف رامان .

٣ً . – الجزيئات التي لها محور تناظر رتبته اعلى من ٢ ، ولكنها ليست

خطية ، لها عزما عطالة رئيسيان متساويان . وان اهليلج عطالتها المجسم دوراني وتسمى **المدورات المتناظرة** مثال ذلك NH_3 و CH_3Cl و $POCl_3$ ، C_2H_6 ، C_6H_6 .

يستبدل بالعبارة [٥ ، ١٤] لطاقة الدوران العبارة الاتية :

$$W_r = \frac{1}{2}\left(\frac{G_X^2}{I_X} + \frac{G_Y^2}{I_Y} + \frac{G_Z^2}{I_Z}\right) \qquad [١٥ ، ١٠٥]$$

حيث ترمز X ، Y و Z الى المحاور الاساسية للعطالة ، واذا اخذنا بعين الاعتبار ان :

$$G^2 = G_X^2 + G_Y^2 + G_Z^2 \text{ : وان } I_X = I_Y$$

يكون لدينا :

$$2\, W_r = \frac{G^2}{I_X} + G_Z^2\left(\frac{1}{I_Z} - \frac{1}{I_X}\right)$$

ومثلما رأينا من اجل التكميم في الفراغ (الفقرة ١٤ — ١٠) ومن اجل الطيف الالكتروني للجزيئات الثنائية الذرات (الفقرة ١٥ — ٨ ج) ، فان G لا ينبغي ان يكمم وحده فحسب بل G_Z ايضاً . فيكون :

$$G_Z = \frac{h}{2\,\pi} K \qquad G^2 = \frac{h^2}{2\,\pi^2}(J+1)\,J$$

وقواعد الاصطفاء هي $\Delta J = \pm 1$ ، $\Delta K = 0$.

وهذه القاعدة الاخيرة تفيد بأن العزم الثنائي الاقطاب الدائم لمدور متناظر هو موجه وفقا للمحور الاصلي OZ . لذلك ففاصلة الخطوط تخضع أيضا الى نفس الصيغة التي تخضع لها الجزيئات الخطية .

٤ . — ان الجزيئات التي تكون عزوم عطالتها الرئيسية الثلاثة غير متساوية ، تشمل في الوقت نفسه الجزيئات الحاوية على ذرات عديدة وغيرها مما له صيغة بسيطة مثل H_2O . ولا يمكن ان تعطى سويات الطاقة العائدة لها بأية صيغة بسيطة وان اطيافها الدورانية معقدة جداً .

ب) **اطياف الاهتزاز والدوران** . اننا حتى ولو قبلنا بان الذرات

(وعددها N) التي في الجزيء هي مرتبطة باوضاعها التوازنية بواسطة قوى إعادة شبه مرنة ، مثلما في الفقرة ١٥ - ٥ ، فان الاهتزازات التي يمكن ان تقوم بها ليست بسيطة ، لأنها تؤلف جملة اهتزازات يمكن ان ينظر اليها كانها ناجمة عن تراكب $3N - 6$ **اهتزازة** اساسية[1] تكون فيها الذرات قائمة باهتزازات جيبية ، لها نفس التواتر ، تابعة للقوى المؤثرة بين الذرات . فاذا عرفت القوى ، صار بالامكان حساب تواترات الاهتزازات الاساسية والعلاقات بين تنقلات الذرات ، أي كل من هذه الاهتزازات .

ثم انه ، من الوجهة العملية سرعان ما يصير هذا الحساب عسيراً متى ازداد N وتجاوز بضع وحدات . ولكن المسألة عادة هي عكس الاولى : ان دراسة الأطياف: تحت الأحمر ورامان تعطي تواترات الاهتزازات الأساسية ،ويسعى في تعيين القوى المؤثرة بين الجزيئات. ان المسألة في الحالة العامة غير قابلة للحل، لأن المجاهيل - وهي ثوابت الأعادة للقوى التوافقية - تكون دوماً اكثر عدداً من المعطيات التجريبية التي تبلغ $3N - 6$. ويمكن تقليص عدد المجاهيل باهمال الافعال المتبادلة لبعض الذرات . وثمة عملية تقريب تبينت كفايتها في اكثر الاحيان ، وهي المسماة بعملية **قوى التكافؤ** وتقوم على الاقتصار في اعتبار القوى بين الذرات فقط ، تلك الذرات التي تمثلها صيغة الجزيء مرتبطة كيماوياً.

مثلًا : في جزيء كلور الفورميل $\genfrac{}{}{0pt}{}{H}{Cl}{>}C = O$ ، لا يؤخذ بعين الاعتبار سوى افعال ذرة الكربون في كل من الذرات H و O و Cl .وان انتقال احدى

---

(١) هذا العدد ناجم عن انه من اجل تعداد الاهتزازات التي هي حركات دائمة داخل الجزيئات ، ينبغي ان يطرح من درجات حرية الذرات $3N$ ست حركات اجمالية : ٣ انزلاقات و ٣ دورانات ، لأن الدوران حول المحور الجزيئي لما كان لا ينقل الذرات ، فهو لا يمكن ان يعتبر درجة حرية . فعدد الاهتزازات هو حينئذ يساوي $3N - 5$. ومن المعروف في الواقع ان الجزيء الثنائي الذرات له اهتزاز اساسي واحد .

الذرات كـ H مثلاً بسبب على العموم تغير البعد CH وزوايا الصلات $\widehat{HCO}$ $\widehat{HCCl}$. فهنالك ثلاثة ابعاد وثلاث زوايا يمكن ان تتغير ، فتسبب ادخال ست ثوابت قوة عددها هنا يساوي عدد الاهتزازات الاساسية .

ج) ان مشكلة تعيين الاهتزازات الأساسية سهلة دوماً وتكون في الغالب قابلة للحل اذ كان للجزيء عناصر تناظر . وسبب ذلك هو ان الطاقة الكامنة للاهتزازات لما كانت معينة بواسطة بنية الجزيء ، فانها بالطبع لا تتغير عندما تخضع بنية الجزيء الى عمليات التناظر . ان الطاقة الكامنة تابع من الدرجة الثانية للانتقالات $(r - r_0)$ يعمم الصيغة [١٥،٢٣] . فيصبح عندئذ بالامكان، في بعض الاحيان التنبؤ بدون حساب بشكل الاهتزازات الاساسية . وسنكتفي بمثال واحد .

فلننظر الى جزيء بلاماء الكربون CO_2 . ان عدم وجود عزم ثنائي الاقطاب يدل على ان الذرات الثلاث ينبغي ان تنتظم على صف واحد وان تكون ذرتا الاكسجين واقعتين على بعدين متساويين من ذرة الكربون . وللجزيء محور دوران ومركز تناظر منطبق على C (الشكل ١٥- ٢٩ a) . لذلك فان قوى الاعادة CO هي اذن نفسها من اجل الذرتين . فاذا تنقلت احدى ذرتي الاكسجين O_I وفقاً لمنحى الارتباط CO ، فالذرة الأخرى O_{II} تنتقل بنفس المطال في كل لحظة بحيث تبقى الطاقة الكامنة على حالها .

الشكل ١٥ - ٢٩ . كيفية الاهتزازات الاساسية لجزيء CO_2

ولما كانت هذه على الشكل الآتي :

$$k\,(x_1 - x_0)^2 + k\,(x_2 - x^0)^2$$

فنرى انه يمكن ان يكون $x_2 - x_0 = x_1 - x_0$ او $x_2 - x_0 = -(x_1 - x_0)$.

وفي الحالة الثانية (الشكل ٢٥ - ٢٩ b) يبقى مركز ثقل الذرتين O دوماً على انطباق مع الذرة C . وهذه بدورها لا تتنقل ، بحيث ان مركز ثقل الجزيء يظل ساكناً ما دامت القوى الداخلية هي وحدها التي تعمل (١،٩-١٣) . ان الشرط $x_2 - x_0 = x_1 - x_0$ يقودنا الى اهتزاز اساسي ثان . وهذه المرة ينتقل مركز عطالة الذرات O وتنتقل الذرة C في الاتجاه المعاكس ، بطال هو بحيث انه في كل لحظة يظل مركز ثقل الجزيء ثابتاً (الشكل ١٥ - ٢٩ ج) فاذا انتقلت احدى ذرات الاكسجين عمودياً على محور الجزيء ، مثلاً على استقامة محور العينات y ، فان الذرة الاخرى تنتقل موازية لها (ان الانتقال في الجهة المعاكسة يجعل الجزيء يدور حول C بدلاً من ان يهتز) تنتقل الذرة ايضاً عمودياً على المحور وفي جهة معاكسة للذرات O بحيث يبقى مركز الثقل ثابتاً (الشكل ١٥ - ٢٩ d) ، فلو اننا اعطينا الى الذرة O_1 الانتقال الثالث المستقل عن الانتقالين السابقين ، في استقامة Oz ، لحصلنا على اهتزاز رئيسي (الشكل ١٥ - ٢٩ ه) وهو لا يختلف عن اهتزاز الشكل ٢٥ - ٩ d ، الا بتوجيهه .

وهكذا حصلنا على نظام $3N - 5 = 9 - 5 = 4$ ، اربع اهتزازات اساسية . ان شروط التناظر تحتم في هذه الحالة ان يكون التواتران الخاصان f_3 و f_4 متساويين : فهنالك انحلال (٣ ، ٥ - ٥) . ان الاهتزازات f_1 و f_2 و f_3 (او f_4) تتمايز بالنسبة الى عناصر تناظر الجزيء . والاهتزاز f_1 خاصة ، يحافظ على تناظر الجزيء في حالة السكون .

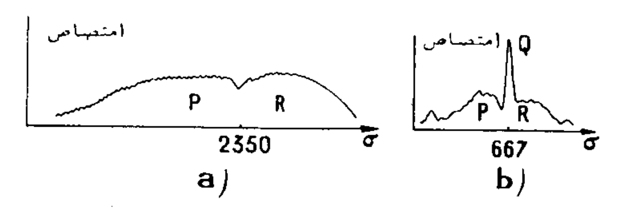
د) عندما يكون للجزيء عناصر تناظر ، يحدث غالباً ان الاهتزازات الاساسية لا تعطي كلها طيف امتصاص او انتشار . ذلك لأنه ينبغي ، وفقاً لـ[١٥،٢٦]و[١٥،٣٥] ان يغير الاهتزاز العزم الثنائي الاقطاب الكهربائي p_1 حتى تتولد عصابة امتصاص ، وان يغير الاستقطابية α_1 لكي يولد خط انتشار .

يفيدنا جزيء CO_2 ايضاً كمثال . ان الاهتزاز الاساسي f_1 يحفظ مركز

تناظر الجزيء ، وبالنتيجة لا يولد او ينمي أي عزم عطالة ثنائي الأقطاب ، وهو لا يظهر في طيف ما تحت الاحمر ، وليس الامر كذلك فيما يتعلق بالاهتزازات f_2 و f_3 (f_4) . بل اننـــا نجد في الواقع عصابتين اساسيتين في $2363\ cm^{-1}$ ($\lambda = 4{,}25\ \mu$) و $668\ cm^{-1}$ ($\lambda = 15\ \mu$) .

اما الاهتزازان f_2 و f_3 ، فهما على العكس من ذلك ، لا يحدثان تغيرات في الاستقطابية . ويمكن البرهان على ذلك، لكن يمكن بطريقة ابسط من هذا ، ان نرى ، بالرجوع الى اعتبارات الفقرة ١١ - ٣ : ان الاستقطـابية تتعلق بالابعاد المتبادلة للذرات . الا انه في الاهتزاز f_2 لا يتغير بعـد الذرات O ، واذا نقص البعد O_IC فان $O_{II}C$ يزداد بنفس المقدار ، أما في الاهتزاز f_3 ، فان الابعاد بين الذرات لا تتغير الا بكمية من المرتبة الثانية اذا كانت السعة صغيرة . وفي الاهتزاز f_1 ، الامر على عكس ذلك ، اذ تتغير الابعـــاد بين الذرات دوماً ، مولدة تغيرات في الاستقطابية . وان طيف الانتثار يحوي في الواقع على عصابة واحدة عند $1\,340\ cm^{-1}$.

والأهم من ذلك هو انه يمكن تمييز عصابتي الامتصاص f_2 و f_3 عن بعضها بواسطة بنيتها الدورانية . ففي الاولى يكون عزم ثنائي الأقطاب المهتز موازياً لمحور الجزيء وتكون بنية العصابة كما هو مبين على الشكل ١٥ - ١٠ a ، فلا



الشكل ١٥-١٠-٣.عصابتان للاهتزاز الدوراني لـ CO_2 ، a) العزم الثنائي الاقطاب الموازي للمحور . b) العزم الثنائي الاقطاب العمود على المحور

تظهر الا التواترات $\nu_r \pm \nu_v$ للسبب الذي رأينـاه في الفقرة ١٥ - ٥ ب . وفي

الاهتزاز f_3 يكون العزم الثنائي الاقطاب الذي يولده الاهتزاز ، عمودياً على محور الجزيء ، فيمكن اذن ان يصادف وجوده موازياً لمحور الدوران ، وفي هذه الحالة لا يكون العزم متصفاً بالدوران ، بحيث ان تواتر الاهتزاز المحض ν_0 ينبغي ان يظهر في الطيف .

وفي الواقع ، ان طيف ما تحت الاحمر لـ CO_2 ، اذا فحص بجهاز له قدرة فصل ضعيفة ، تكون هيئته كما يمثل لنا الشكل ١٥ ـ ٣٠ b ، وفيما عدا الفرعين P و R ، ان عصابة الـ $667\ cm^{-1}$ لها خط تواتره ν_0 وتسمى الفرع Q .

اضف الى ذلك ان شعاعات طيف رامان ، هي كالضوء المنتثر بدون تغيير في التواتر (١١ ـ ٢) ، مستقطبة جزئياً ، وان قياس عامل زوال الاستقطاب ρ فيها يمكن ان يعطينا ايضاحات عن طبيعة التشويهات الطارئة على الجزيء اثناء الاهتزاز الذي يولد الخط الطيفي المقابل . ان خطوط الشكل ١٥ ـ ٣ تتميز بعامل زوال الاستقطاب التابع لها .

تكفي الامثلة المتقدمة لأفهامنا ان تحليل اطياف اهتزاز الجزئيات المتعددة الذرات ، يعطي معلومات هامة عن تناظرها .

وان لا توافقية الاهتزاز موجودة في الجزيئات المتعددة الذرات كما هي موجودة في الجزيئات الثنائيةالذرات (الفقرة ١ ـ ٦) ، وبصورة خاصة ، يوجد مدروجات لعصائب اهتزاز الماء في القسم الاحمر من الطيف ، وهي المسببة للون الازرق الذي يظهره الماء اذا كان بعمق كاف .

هـ) **الاطياف الالكترونية** . ان الدراسة التجريبية لاطياف الاصدار للجزيئات المتعددة الذرة غدت صعبة لأن طرائق التهييج تكاد تحلل الجزيء ، وهذا التحلل يمكن ان يحدث باشكال شتى . ومع ذلك ، فان طرائق التهييج الكهربائية (الفقرة ١٣ ـ ٢) هي صالحة للتطبيق احياناً . اذا مزجنا في انبوب

تفريغ عالي التواتر اعــداداً متساوية تقريباً من جزيئات الهليوم ومن مادة عضوية ، توصلنا الى تهييج طيف الاصدار في هذه المادة الاخيرة بدون ان يصيبها تحلل .

وهنالك معطيات كثيرة تعطيها اطياف الامتصاص والفلورة .

اذا كان للجزيء عناصر تناظر ، فبالأمكان الحصول على قواعد اصطفاء من نوع تلك التي اعطانا مثالاً عنها درس الجزيء الثنائي الذرات (الفقرة ١٥ - ٨) ولكن الامكانات هي اكثر بكثير .

ان البنية الاهتزازية لهذه الأطياف هي كذلك اكثر تعقيداً من بنية اطياف الجزيئات الثنائية الذرات، لأنه في هذه الاخيرة لا يغير الاهتزاز الوحيد تناظر الجزيء ، بينما ان اكثر كيفيات اهتزاز الجزيء المتعدد الذرات تعدل هـذا التناظر وتخل بقواعد الاصطفاء الالكترونية .

واخيراً ، ان البنية الدورانية صعبة الحل تجريبياً لأن عزم عطالة الجزيئات كبير والخطوط متراصة جداً ، ثم أننا قد رأينـا ان طيف الدوران معقد جداً عندما تكون عزوم العطالة الرئيسية مختلفة .

١٥ - ١١ . ـــ اطياف التفلور .

ان تفلور الجزيئات يولد ابسط الاطياف عندمـا تكون هذه الجزيئات بحالة بخار .

أ) **الجزيئات الوحيدة الذرة** . لقد سبق ان درسنا (الفقرة ١٤ - ٦ د) تفلور ذرات الابخرة المعدنية مثل Na أو Hg ، بالضغط المنخفض . وكذلك التجاوب الضوئي الذي هو حالة خاصة من التفلور . وعندما يزداد ضغط البخار او تزداد كثافته ، او عندما يضاف اليه غاز اجنبي عنه ، يصبح تواتر الاصطدام

بين الجزيئات على درجة من الكبر بحيث تستطيع الجزيئات المهيجة قبل رجوعها الى الحالة الأصلية ان تتنازل عن قسم من الطاقة الى جزيئات غير مهيجة. فالطاقة المتنازل عنها في هذه الصدمات من الدرجة الثانية يمكن ان يكون التنازل عنها بشكل حركي ، ولكنها في بعض الاحيان قد تهيج التفلور. وهكذا فان مزيجاً من بخار الزئبق والتاليوم ، اذا اضيء بالشعاعة 2 357 Å التي لا يمتصها الا ذرات الزئبق وحده ، يصدر طيفاً يحوي على خطوط التاليوم . وهذه الظاهرة تسمى **الفلورة المحسسة** .

ب) **الجزيئات الثنائية الذرات** . - يلاحظ طيف التفلور المؤلف من عصائب ، على بخار البروم او الايود (الفقرة ١٣ - ٧ د) . فعندما يضاء بخار الايود باشعاع متصل (ضوء الشمس مثلاً) يكون لضوء التفلور لون اصفر مخضر متمم للضوء البنفسجي الذي يصدره البخار بالنفوذية .

وفي الواقع ان طيف التفلور ، الذي يتألف من عصائب تحوي على العديد من الخطوط ، هو طيف امتصاص معكوس . ففي هذه الحالة يمكن للجزيئات في السوية الالكترونية الأساسية ان تمر بالامتصاص الى مختلف الحالات الالكترونية المهيجة الممكنة .

ونحصل على نتائج ايسر على التحليل اذا نحن ابتعثنا التفلور بواسطة شعاعة قريبة جداً من ان تكون وحيدة اللون ، مثل الخط الاخضر لقوس في الزئبق بالضغط المنخفض . ويتألف طيف التفلور من خطوط متساوية الابعاد تقريباً ، واعلاها تواتراً تنطبق على الخط المهيج ، وقد امكن تعداد ٣٨ خطاً من هذه الخطوط .

لتفسير هذه الوقائع ، فلنعتبر الشكل المبسط للسويات E لطاقة الجزيء (الشكل ١٥ - ٣١) . ففي الدرجة العادية تكون في الحالة الالكترونية الأساسية F وفي اخفض سوية اهتزاز v''_0 . ثم يوصلها امتصاص الشعاعة المهيجة

الى سوية الاهتزاز $v' = 26$ (مبدأ فرانك وكوندون ، الشكل ١٥ - ٢٥ a) العائد الى الحالة الالكترونية المهيجة . وان الرجوع من هذه السوية الى احدى سويات الحالة الالكترونية الأساسية الواقعة بين $v'' = 0$ و $v'' = 37$ يرافقه اصدار طيف التفلور .

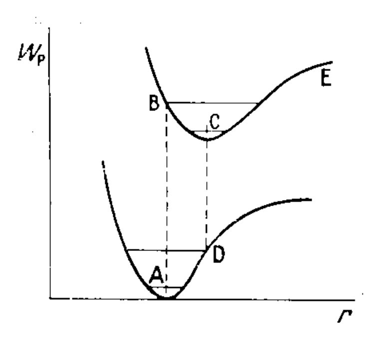
ثم ان العدد الكمي للدوران لما كان لا يمكن ان يتغير بقدر وحـــدة ، فان كلاً من الخطوط السابقة هو ثنائية .

وقد لوحظت ظواهر مماثلة على عدد كبير من الجزيئات الثنائية الذرات وهي احياناً اشد تعقداً .

الشكل ١٥ - ٣١ . مبسط سويات الطاقة لجزيء ثنائي الذرة : تفسير التفلور

ان دور الصدمات من النوع الثاني هو هنا اكبر منه في حاد الجزيئات الوحيدة الذرة ، لأن طـاقة الاهتزاز لما كانت يمكن ان تتغير بكميات اصغر من الطـاقة الالكترونية ، فان الاحتمال لديها اكبر في ان تتبدد . ولـكي يستطيع الجزيء ان يعيد اصدار شعاعة من نفس التواتر الذي للشعاعة التي امتصها ، فانه ينبغي ان يبقى في السوية العليا خلال زمن في حدود ١٠$^{-٨}$ ثانية ، وهي مـدة العمر المتوسط في الحالة المهيجة (الفقرة ١٤ - ٧) فانه يصيبها في الثانية عدد من الصدمات يساوي $\frac{v}{l}$ حيث ترمز v الى السرعة المتوسطة لجزيئات البخـار و l للمسار الحر المتوسط (٢ ، ١١ - ٤). ففي درجة الحرارة العادية تكون المسافة الناتجة بين صدمتين هي في حدود $\frac{10^{-10}}{p}$ ثانية ، حيث يدل p على الضغط مقدراً بالجو . ففي الضغط العـــادي يصيب الجزيء اذن عدد من الصدمات قبل ان يعود الى الحالة الالكترونية الاصلية . وعلى العموم ، يمكن له ان يفقد طـاقة الاهتزاز وان

يعود (الشكل ١٥ – ٣٢) من السوية B الى السوية C وان يسقط من هذه على D ثم يعاد الى A بالصدمات . ان وضعية منحنيات الطاقة الكامنة في الحالة الاساسية وفي الحالة المهيجة تعطي على العموم AB < CD ، ومن ذلك ينتج تبرير قانون ستوكس (الفقرة ١٣ – ٧ د) .



الشكل ١٥ – ٣٢ . قانون ستوكس ومبدأ فرانك وكوندون

على انه اذا كانت طاقة الهياج الحراري كافية لترفع الجزئيات المتهيجة الى سويات اهتزاز عالية ، فيمكن ان يكون AB > CD ، ومن ذلك حالات الشذوذ على قانون ستوكس التي هي فعلاً نادرة في درجة الحرارة المنخفضة .

ج) **الجزيئات المتعددة الذرات** . ان تعقد طيف الامتصاص بسبب وجود عدة اشكال للاهتزاز، يرافقه تفلور اكثر تعقيداً. غير ان التهييج بالضوء وحيد اللون للبخار الذي هو بضغط منخفض ، يمكن ان يولد، مثلما هو الامر في الجزيئات الثنائية الذرات ، طيف تفلور ابسط من طيف الامتصاص . وهكذا فان دراسة التفلور هي وسيلة قيمة لتحري سويات الطاقة للجزيئات المتعددة الذرات .

ان العدد الكبير لسويات الطاقة يزيد اهمية الصدمات من النوع الثاني . فعندما تدرس الجزيئات العطرية كالبنزين خاصة ، يشاهد أن الطيف يظل على حاله مهما كان خط الامتصاص المستخدم لتهييج التفلور . ويفسر ذلك بقبول ان طاقة التهييج تتوزع ، بنتيجة الصدمات بين جميع سويات الحالة المتهيجة وان التوزيع الاحصائي للطاقة بين الجزيئات هو نفسه دوماً .

١٥ ـ ١٢ . ـــ تطبيقات الاطياف الجزيئية .

لكل مركب معين ، كما يذكرنا الشكل ١٥ - ١ ، اطياف مميزة للجزيء : طيف امتصاص فوق البنفسجي وتحت الاحمر او فوق الهرتزي وطيف انتثار رامان واحياناً طيف تفلور .

أ) ان تعيين هوية العناصر بالطرائق الطيفية هي سريعة غالباً وتتطلب قليلاً من المادة ولا تفسد النموذج المفحوص . ويمكن ان تفيد في :

١ً . ـ البحث النوعي عن الشوائب ، وتتعلق حساسية الطريقة بطبيعة الطيف المدروس ، وخاصة بطبيعة الجسم الاجنبي .

٢ً . ـ في تعيير الاجسام التي تؤلف بعض المزائج . ان كل مركب يتميز بعصابة امتصاص او اصدار او انتثار تنتقى انتقاءً مناسباً ، وتفيد شدتها في قياس تركيزه بواسطة تدريج مسبق (راجع الفقرة ١٤ ـ ٢٣ ب)وقد امكن بهذه الوسيلة الوصول ، في الحالات الميسرة الى اجراء تعيير بخطأ قريب من ١ ٪ لمركبات مزيج يتألف من ١٢ جسماً . مثال ذلك : تحليل مزائج الفحوم الهدروجينية (انواع النفط والزيوت ووقود السيارات) بفعل رامان وبالامتصاص تحت الاحمر .

٣ً . ـ في دراسة تشكل المركبات لدى التفاعلات الكيماوية ، عندما يمكن الحصول على طيف المزيج المتفاعل في زمن قصير بالنسبة الى مدة التفاعل . مثلاً: دراسة احتراق اكسيد الكربون في الاكسجين، بالامتصاص تحت الاحمر .

ب) ان الدراسة المفصلة لمختلف الاطياف التي يعطيها نفس الجسم الصافي ، تعطي معلومات هامة عن بنية جزيئاته . وان مثال جزيء CO_2 الذي درس في الفقرة ١٥ ـ ١٠ يبين السير المتبع في الحالات البسيطة . وفي حالة الجزيئات

المعقدة يسهل تحليل اطياف الاهتزاز والاطيـــاف الالكترونية لأن بعض عصابات الامتصاص او الانتثار هي ناجمة عن انتقـالات مستقرة في فئات من الذرات ولا تتعلق إلا قليلاً بتركيب بقية الجزيء . ان الفئات التي من هـذا النوع تدعى **حاملات اللون**. ويعطي الجدول ١٥–٤ اطوال امواج الامتصاص فوق البنفسجي λ_0 والاعـداد الموجية σ_0 للاهتزاز المميز (التي توجد في طيف امتصاص ما تحت الاحمر او طيف رامان) وذلك في عدد من حاملات اللون .

الجدول ١٥ - ٤

اطوال الموجة

والاعداد الموجية المميزة لبعض المواد حاملة اللون

حامل اللون	$C=C$	$C \equiv N$	$C=O$	$N=O$	$N-H$	$O-H$
λ_0 بالانغستروم	١٩٠٠	١٧٠٠	٢٨٠٠	٦٦٠٠		
σ_0 بـ الـ cm^{-1}	١٦٦٠	٢٢٠٠	١٧٠٠	١٦٤٠	٣٣٣٠	٣٤٠٠

ان الاعداد المتقدمة هي مع ذلك قابلة للتغير احيـــاناً تغيراً هاماً حسب طبيعة الجزيء الذي يحوي على حامل اللون وحسب الحالة الفيزيائية للجسم .

ج) سنرى في الفصل ١٧ معطيات عن دور بعض الاطيـــاف الجزيئية في الطبيعة .

★ ★ ★

تمارين

١٥ – أ احسب أطوال أمواج الخطوط الثلاثة الاولى للطيف الدوراني لجزيء حمض ايود الماء HI ، مع العلم بأن البعد بين الذرتين هو $r=1,6.10^{-10}m$ وان كتلتيهما هما على الترتيب $m_H = 1836\ m_0$ و $m_I = 127\ m_H$ ، وان m_0 هي كتلة الالكترون وتساوي $9,11.10^{-31}$ Kg .

١٥ – ب في أية درجة من الحرارة T تكون الطاقة الذرية المتوسطة الانزلاقية W للجزيء H_2 مساوية لطاقته الدورانية في الحالة الهائجة الاولى ؟

عزم عطالة H_2 هو : $I = 0,48 \cdot 10^{-47} Kg.m^2$

١٥ – ج احسب النسبة بين فرق الطاقة ΔW_v بين سويتي الاهتزاز الاولين ، والفرق W_r بين طاقتي السويتين الاوليين لدوران الجزيء HF ، الذي يساوي عزم عطالته :

$$I = 1,35 \cdot 10^{-47} Kg \cdot m^2$$

واصغر عدد موجي للاهتزاز هو $\sigma = 3987\ cm^{-1}$.

١٥ – د يوجد للكلور نظيران كتلتاهما الذريتان هما ٣٥ و ٣٧ . والعدد الموجي لاهتزاز الجزيء $^{35}H\ ^{35}H$ هو $\sigma = 2940,8\ cm^{-1}$. احسب العدد الموجي للجزيء $^{37}Cl\ ^{37}Cl$ بافتراض الاهتزازات توافقية . احسب الفرق $\sigma - \sigma'$ للعددين الموجيين لخطي الشريط الاهتزازي – الدوراني .

١٥ – ﻫ تبلغ قيمة أول كمون تهيج الكتروني لجزيء الاكسجين $V = 2,6$ V .

احسب السرعة الدنيا v التي ينبغي أن يكون عليها هذا الجزيء لكي يكون اصطدامه بجدار صلد اصطداماً غير مرن .

ما هي درجة الحرارة T اللازمة لكي تكون الطاقة الوسطى للهياج الحراري قادرة على اثارة الجزيء .

الفصل السادس عشر

أطياف الاجسام

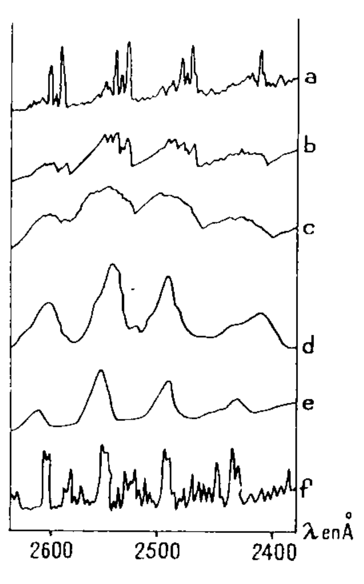
في الحالة المكثفة

١٦ ـ ١ . ـ اعتبارات عامة :

لقد كان جل اهتمامنا في الفصلين ١٤ و ١٥ محصوراً بحالات كان فيها إصدار الضوء وامتصاصه ناجمين عن ذرات أو عن جزيئات تؤثر افرادياً (غازات أو أبخرة تحت ضغط منخفض) . وقد رأينا (الفقرة ١٣ – ١٠) انه عندما يزداد الضغط ، إما بارتفاع درجة الحرارة مع ثبات الكتلة الحجمية أو بتزايد الكتلة الحجمية مع ثبات درجة الحرارة ، فان الخطوط الطيفية تتسع.

إن انتقال الأجسام إلى الحالة المكثفة (إلى غازات مضغوطة أو محاليل أو سوائل أو جوامد) يرافقه تغييرات كبيرة في أطيافها الاصدارية والامتصاصية . ويبين الشكل ١٦ – ١ المنحنيات الطيفية الفوتومترية العائدة إلى جزء من طيف الامتصاص الالكتروني للبنزين في حالات مختلفة . إن السبب العام لهذه التحولات يكمن في الافعال المتبادلة لهذه الجزيئات ، ولكن ينبغي مناقشته في مختلف الأحوال حسب طبيعة الوسط وحسبما يعتبر الطيف الالكتروني أو طيف الاهتزاز أو طيف الدوران .

إن أهمية فحص طيف الحالة المكثفة لا تقتصر على التمكين من دراسة الأفعال المتبادلة بين الجزيئات فحسب . إن العديد من المركبات العضوية يتحلل بدرجة أخفض من نقطة تبخرها ، حتى ولو كانت تحت ضغط منخفض . والوسيلة الوحيدة لدراسة أطيافها الاقتصادية ، التي تعطي وسائل قيمة لمعرفة هويانها ، هي أن يشتغل الباحث في المادة السائلة أو الصلبة النقية أو في محلول يُجرى في مذيب شفاف .



الشكل ١٦ - ١ . - تسجيلات طيفية فوتومترية لقسم من طيف امتصاص البنزين في حالات تكاثف مختلفة :

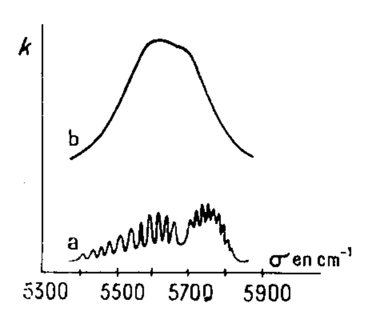
a) بخار بضغط ٠،١٥ جو ؛ b) بخار بضغط ٢٣ جو ؛ c) بخار بضغط ٥٠ جو d) محلول في البنتان بنسبة جزء من ألف من الجزيء ؛ e) سائل؛ f) بلوري بـ ١٤°K .

١٦ - ٢ . — أطياف السوائل :

أ) إن بنية السوائل ، المميزة برتبة إحصائية فقط ، والتي تؤدي عملها على بعد قليل فقط (١٤،٢–١) لا تسمح بسهولة بدراسة كمية للتغيرات الطارئة على الأطياف . تنبي التجربة عن فرق محسوس في سلوك المركبات ، حسبما تكون جزيئاتها قطبية أم لا . لأن الأفعال المتبادلة بين الأقطاب هي أشد أهمية في الحالة الأولى .

إن الحركات الجماعية للجزيء من انتقالات ودورانات ، تتغير دوماً بسبب الانتقال من حالة البخار إلى الحالة السائلة . وينقص المسار الحر المتوسط كثيراً .

وان الدورانات لا يمكن ان تعتبر حرة، وان تغيرات التوجيه في الجزيء توقظ مزدوجات اعادة من قبل الجزيئات المجاورة المحيطة ، فتولد اهتزازات دوران (او تراجح) . وان طيف الدوران المحض ، كما يلاحظ مثلاً في الانتشار في جوار الخط المهيج (الشكل ١٦ - ٢ a ، اللوحة ٩) يحل محله طيف سائل له خلفية متصلة (الشكل ١٦ - ٢ b) وفي طيف انتشار الماء - وهو سائل قطبي - نجد هكذا عصائب نحو $500\ cm^{-1}$ ، تقابل اهتزازات الدوران .



الشكل ١٦ - ٣ . تسجيلات طيف امتصاص HCl : a) الغاز ، b) السائل

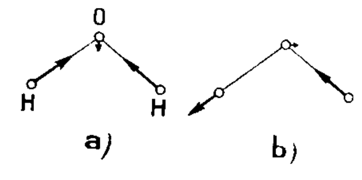
ب) ان الحركات الداخلية للجزيئات والاهتزازات والانتقالات الالكترونية هي اقل تأثراً بالاسالة بكثير ، لأن القوى الداخلية للجزيئات هي على الغالب اكبر بكثير من القوى بين الجزئيات. ان تواترات عصائب الاهتزاز والتواترات الالكترونية تكون تقريباً في نفس المكان في اطياف البخار والسائل. ان الاعداد التالية تعود الى تواترات اهتزازات الجزيئات القطبية وغير القطبية : وان فعل التكاثف هو اهم في الاولى (راجع ايضاً الشكلين ١٦ - ١ و ١٦ - ٣) .

ان تواترات الاهتزازات تنخفض عامة ، لأن التفاعلات الجذبية المتبادلة بين الجزيئات تحدث فعلاً معاكساً لفعل القوى الداخلية للجزيئات. ومن جهة ثانية، لما كان جوار الجزيء مختلفاً من نقطة الى اخرى ، فان تغير التواتر يتحول ولا يعود التواتر معيناً فتحل عصابة محل الخط . ولكن فقد البنية الدورانية وحلول تواترات مركبة من الاهتزاز والتراجح يمكن ان يؤدي الى تضييق في هذه

العصائب (الشكل ١٦ – ٣) لأن شدات عصائب التراجح هي غالباً ضعيفة في الامتصاص ، الا في الجزيئات الشديدة القطبية .

المركب	HCl	H_2O	CO_2	CH_4	C_6H_6
σ غاز	٢٨٨٦	٣٦٥٠	١٢٨٥	٣٠١٩	٩٩٢
σ سائل	٢٧٨٥	٣٢٠٠ الى ٣٦٠٠	١٢٨٥	٣٠٠٩	٩٩٢
σ جامد	٢٧٦٨	٣٢٠٠ الى ٣٣٠٠	١٢٨٥		

ج) ان التجمعات الجزيئية المتواترة في المركبات التي جزيئاتها قطبية ، يمكن ان تجر تعديلات هامة على الاطياف . وان اوضح الأمثلة على ذلك هو مثال الصلات بالهدروجين (١٤٤٢-١ d) فبخار الماء مثلاً له عصابـــة امتصاص في $3\,756\ cm^{-1}$ تقابل الاهتزاز الاساسي b ، وعصابـــة انتشار في $3\,650\ cm^{-1}$ تقابل الاهتزاز a (الشكل ١٦ – ٤) . اما في السائل فانه يستبدل بهذه الخطوط عصائب عريضة جداً واعدادها الموجية قد تخفضت بمقدار عدةمئات من cm^{-1} .



الشكل ١٦ – ٤ .الاهتزازات الاساسية لجزيء الماء H_2O

١٦ – ٣ . — أطياف المحاليل .

أ) ان مزيج جزيئات مركب مع جزيئات المذيب السائل الشفاف ، يعود ، كما هو في التمييع ، الى احاطة جزيئات المذاب احاطة كثيفة . وله على طيف الامتصاص افعال مماثلة لأفعال الاسالة . ولكن يمكن في

الأحيان اختيار مذيب غير قطبي ، بحيث ان طيف المحلول لا يبعد كثيراً عن طيف البخار .

ان الشكل ١٦ — ٥ (اللوحة ١٠) العائد الى فعل الارغون الغازي في بخار الروبيديوم يعطي فكرة عن فعل المذيب غير القطبي .

وان المقارنة بين الشكلين ١٦ — ١ e و ١٦ — ١ d العائدين للبنزين السائل وللبنزين المحلول في البنتان ، تبين انه من اجل جسم مذاب وجسم مذيب غير قطبيين ، يكون فعل الاسالة وفعل الاذابة متجاورين. ان بنية الدوران تغيب وتظل بنية الاهتزاز . ويكون الأمر كذلك في اغلب الفحوم العطرية وبالنسبة الى عدد من مشتقاتها .

في مثل هذه الحالات ، يبقى مظهر الطيف على حاله عندما يغير التركيز تغييراً بعيد الحدود، ويكون قانون بير Beer عندئذ صالحاً: وعامل الامتصاص K العائد الى طول موجة معينة متناسباً مع التركيز C للمذاب (كتلة الجسم المذاب في واحدة حجم المحلول) ويمكن عندئذ تعريف **عامل الامتصاص النوعي** :

$$K' = \frac{K}{C}$$

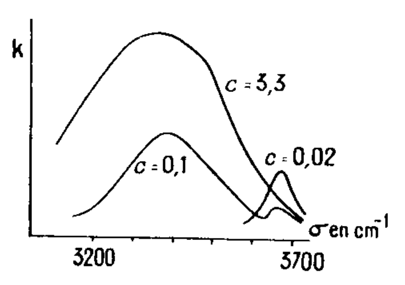
ويكتب قانون الامتصاص :

$$\mathfrak{T} = \mathfrak{T}_0 \exp. (-2\, K'Cz)$$

ان عمليات التعيير بالامتصاص او بالقياس اللوني ، مؤسسة على هذه العلاقة التي تسمح بتقدير C عندما تعلم K' . إلا أنه اذا أريد تعيين طيف الامتصاص لمادة في مناطق من الطيف تتغير فيها K كثيراً ، فانه من الاصح دوماً تغيير الثخن z بدلاً من التركيز: وان التناسب بين $\mathfrak{T}$ و z هو في الواقع محقق دوماً ، في حين ان قانون بير ليس إلا تقريبياً على الدوام .

ب) ان الاجسام ذوات الجزيئات القطبية لا تتبع قانون بير إلا اتباعاً ضعيفاً. ففي المحلولات الممددة تميل جزيئاتها الى التجمع مع جزيئات المذيب التي تقطبها وتجذبها وفقاً لظواهر الكهرباء الراكدة . فينتج من ذلك تغير في العزم الثنائي الاقطاب ، وبالنتيجة في شدة الامتصاص . واما في المحاليل المركزة ، فانها تميل الى التجمع فيما بينها كما في السوائل (الفقرة ١٦ — ٢) .

يبين الشكل ١٦ - ٦ ، مثلاً طيف امتصاص (تحت الاحمر في جوار ٣ مكرون) للغول الأتيلي المحلول في رابع كلور الكربون CCl_4 ، في كثافات مختلفة . ان جزيئات الغول قوية القطبية وأما جزيئات CCl_4 فليست كذلك . ويوجد في طيف المحاليل الممددة عصابة امتصاص دقيقة عند $3\,700 cm^{-1}$ ، توجد في طيف بخار المركبات الحاوية على OH (الفقرة ١٥ — ١٢) والتي تميز اذن الجزيئات C_2H_5OH . وكلما زاد التركيز



الشكل ١٦ — ٦ . طيف امتصاص الغول C_2H_5OH المحلول في CCl_4 ، في جوار العدد الموجي $3\,500\ cm^{-1}$ ، من اجل مختلف القيم للتركيز c مع بقاء جداء c بالثخن المجتاز ثابتاً

تناقصت شدة العصابة المتقدمة ، ويشاهد حول $3\,400\ cm^{-1}$ ظهور عصابة عريضة وحدها في الغول الصافي ، حيث تتجمع الجزيئات بروابط بالهدروجين وفقاً للمخطط :

$$R - O < \begin{matrix} H \\ H \end{matrix} \searrow O - R$$

ينبغي إذن اجتناب استعمال السوائل ذوات الجزيئات القطبية كمذيبات ، وذلك بسبب الاضطرابات الهامة التي تحدثها في جزيئات المادة المحلولة . فمثلاً

إن محاليل الفينول في الهكزان ، وهو مذيب غير قطبي ، تحتفظ أيضاً بطيف فوق البنفسجي الذي تظهر فيه بقايا بنية اهتزازية ، ولكنها تختفي في طيف المحاليل في الغول ، الذي هو مذيب قطبي.

ج) ثمة حالة هامة هي حالة محلولات المواد الكهرحلية في الماء ، الذي هو مذيب قطبي ، يفصمها أو يفككها (٦ ، ١٨ – ٦) . إن تغيرات تركيزات المحلولات الكهرحلية الضعيفة تولد غالباً في طيفها الامتصاصي ، وأحياناً في تلوينها (٦ ، ١٨ – ١١) تغيرات تفسر بأنها انفصامات تزداد مع التمديد أو المذق . خلافاً لذلك ، إن قيمة عامل الامتصاص النوعي لمحاليل المواد الكهر حلية القوية تبدو في الغالب قليلة التغير مع التركيز ، ويتحقق قانون بير بصورة تقريبية ، أو على الاقل ما دام التركيز لا يتجاوز ١ مول في اللتر. وإذا قبلنا أن امتصاص الايون يختلف عن امتصاص الذرة غير المنفصمة ، يستنتج من ذلك أن درجة الانفصام لا علاقة لها تقريباً بتركيز المواد الكهر حلية القوية (١٨،٦ – ١١) وإن تغيرات خواصها الضوئية لا تظهر بوضوح إلا من أجل تركيزات إذا تجووزت تصبح الافعال المتبادلة بين الايونات مهمة .

سندرس حالة المحاليل الصلبة فيما بعد .

١٦ ـ ٤ . ـــ أطياف البلورات . أطياف الدوران :

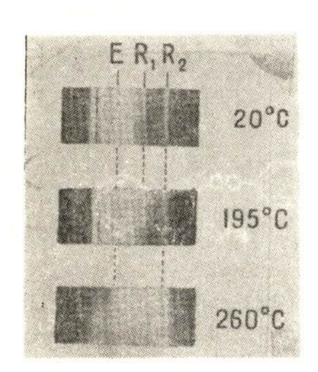
أ) في المواد المتبلرة يكون لكل ذرة جوار أكثر انتظاماً منه في السائل (٢ ، ١٣ – ٦) . وذلك صحيح خاصة في درجات الحرارة المنخفضة ، حيث تكون سعة الحركات الناجمة عن الاضطراب الحراري مختصرة . ثم إن عدداً محدوداً من سويات الاهتزاز يكون مشغولاً في الدرجات المنخفضة من الحرارة ، بحيث إن انتقالات الاهتزاز تصبح أقل عدداً . وفي هذه الشروط ، ليس من

النادر أن يلاحظ الانسان أن طيف بلورة له بنية أكثر تفصيلاً من طيف السائل (الشكل ١٦ – ١ f) .

إن البنية الدورية المنتظمة للبلورات تسمح بتطبيق طرق كمية لدراسة أغلب أطيافها الامتصاصية والانتشارية والتلألؤية ، ولكن الفرضية القائلة بكمال البنية لا تفسر بعض أطياف الامتصاص والاصدار للجوامد ولا بد ، من أجل تفسيرها ، من اعتبار وجود شوائب تفسر أيضاً بعض خواصها الكهربائية (١٩٠٦، ١٥–١٥) .

ب) إن الجزيئات على العموم ، أو الايونات المعقدة ، لا تدور بحرية في الجوامد ، ويستبدل بالدوران حركات تراجحية ضعيفة التواتر . وهي صعبة الملاحظة في ما تحت الأحمر لهذا السبب ، ولكنها تلاحظ بسهولة في الانتشار . ويبين الشكل ١٦ – ٢ c في حالة البنزين ، أطياف التراجح التي لا تتجاوز تواتراتها $100\ cm^{-1}$. ويرى الفرق بين هذا الطيف وطيف الدوران المحض (الشكل ١٦ – ٢ a) وكذلك إن البنية المرتبة للبلورة تعطي قيماً محددة لتواترات التراجح ، خلافاً لما يحدث للسائل (الشكل ١٦ – ٢ b) .

وفي بعض الأحيان ، عندما ترتفع درجة الحرارة تتحول التراجحات إلى دوران ويتعدل طيف الانتشار . ويبين لنا الشكل (١٦ – ٧) طيف نترات الصوديوم المماثلة في الشكل للكالسيت (الجزء ٢ ، ١٣ – ٤٤) ، وفوق الدرجة ٢٧٥ مئوية تأخذ ايونات NO_3 بالدوران حول محورها الثلاثي . وان خطوط رامان لدى $100\ cm^{-1}$ و $190\ cm^{-1}$ ، الناجمة عن التراجح تختفي في جوار نقطة التحول التي فوقها يصبح طيف البلورة مشابهاً لطيف السائل .



الشكل ١٦ – ٧ . تغيرات طيف انتشار No_3Na مع الحرارة (P)

١٦ - ٥ . — طيف اهتزاز البلورات :

أ) لقد رأينا (٣ ، ٦ - ١٠) أن الخاصة الدورية في البلورات تسمح بالتعبير عن اهتزازات وسط بلوري مؤلف من ذرات أو من جزيئات متماثلة ، بجمل من الأمواج المرنة ، وقد درسنا نموذجاً لشبكة خطية . ولكن شبكة كهذه مؤلفة من ذرات متماثلة ، ليس لها ، كالجزيء المتجانس الأقطاب (الفقرة ١٥ - ٥ ب) طيف امتصاص ناجم عن الاهتزازات .

سنقوم بتعميم الحساب الذي عملناه ، في ٣ ، ٦ - ١٠ على صف غير محدود (الشكل ١٦ - ٨) يتألف من ذرات كتلها m تتناوب مع ذرات كتلتها m' ، وقوى الاعادة شبه المرنة ks (حيث s هو الابتعاد عن وضع التوازن) لها جميعاً نفس العامل k . فمعادلة حركة الذرة ذات الرتبة n والكتلة m ، هي [٦ ، ٣٥] من الجزء ٣ :

الشكل ١٦ - ٨ . نموذج لشبكة خطية من الذرات كتلتها m تتناوب مع ذرات كتلتها m' .

$$m \frac{d^2 s_n}{dt^2} = -k\,(2 s_n - s_{n+1} - s_{n-1}) \qquad [١٦،٢]$$

ومعادلة الذرة ذات الكتلة m' والرتبة $n+1$ هي :

$$m' \frac{d^2 s_{n+1}}{dt^2} = -k\,(2 s_{n+1} - s_{n+2} - s_n) \qquad [١٦،٣]$$

لمعرفة ما هي الأمواج الطولية التي طول موجتها λ والتي يمكن لها أن تنتشر على طول الصف المتقدم ، فلنبحث للمعادلتين الانيتين [١٦،٢] و [١٦ ، ٣] عن حلول مماثلة لـ [٦ ، ٣٦] في الجزء ٣ ، ولكن بشرط أن تكون السعتان مختلفتين في نوعي الذرتين ، أي :

$$s_n = s_m \sin 2\pi \left(ft - \frac{nd}{\lambda} \right)$$

$$s_{n+1} = s_{m'} \sin 2\pi \left(ft - \frac{(n+1)\,d}{\lambda} \right) ,$$

حيث ترمز d الى البعد بين ايونين متجاورين . فاذا اجرينا التبديل في [١٦،٢] و [١٦،٣] وصلنا بعد التبسيط وبعد فرض $\omega = 2\pi f$ الى جملة المعادلتين :

$$\left\{ \begin{array}{l} s_m \left[2k - \omega^2 m \right] = 2k\, s_{m'} \cos 2\pi \dfrac{d}{\lambda} \\ s_{m'} \left[2k - \omega^2 m' \right] = 2k\, s_m \cos 2\pi \dfrac{d}{\lambda} \end{array} \right. \qquad [١٦،٤]$$

فاذا ضربنا المعادلتين حداً فحداً ثم قسمنا على $s_m\, s_{m'}$ ، حصلنا على معادلة النبضات :

$$\omega^4 - \omega^2 \left(2k \frac{m+m'}{m\,m'} \right) + \frac{4\,k^2}{mm'} \sin^2 \frac{\pi\,d}{\lambda} = 0$$

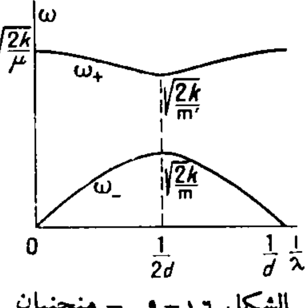
التي جذراها هما :

$$\omega^2 = k \left[\frac{m+m'}{m\,m'} \pm \sqrt{ \left(\frac{m+m'}{m\,m'} \right)^2 - \frac{4}{m\,m'} \sin^2 \frac{\pi d}{\lambda} } \right]$$

[١٦ ٥]

$$= \frac{k}{m\,m'} \left[m + m' \pm \sqrt{ m^2 + m'^2 + 2\,m\,m' \cos \frac{2\pi d}{\lambda} } \right]$$

فنرى ان تواتر الاهتزازات يتغير مع طول الموجة ، مثلما يحدث في الحالة التي تكون فيها الكتلتان متماثلتين . ولكن في هذه المرة يوجد لكل قيمة من λ قيمتان لـ ω نرمز اليهما بـ ω_+ و ω_- ، تقابلان الاشارتين الموجودتين امــام الجذر في [١٦،٥] . وان المنحني الذي يمثل التابع



الشكل ١٦-٩. — منحنيان يمثلان حلي المعادلة [١٦،٥]

$\omega\left(\frac{1}{\lambda}\right)$ له فرعان (الشكل ١٦ – ٩) حيث يقابل الفرع العلوي الاشارة + .

ان حدود تغيرات ω في الفرعين تقع من اجل $\pm 1 = \cos\frac{2\pi d}{\lambda}$.

فمن اجل $\lambda = \infty$ تكون قيمة التجيب 1 + ، ونستخرج من [١٦، ٥] :

$$\omega_+^2 = 2k\frac{m+m'}{m\,m'} = \frac{2k}{\mu} \quad ، \quad \omega_-^2 = 0 \qquad [١٦، ٦]$$

بفرض : $\frac{1}{m'} + \frac{1}{m} = \frac{1}{\mu}$. وتكون قيمة التجيب 1 – من اجل $\lambda = 2d$ ويكون :

$$\omega'^2_+ = \frac{2k}{m'} \quad و \quad \omega'^2_- = \frac{2k}{m} \qquad [١٦، ٧]$$

ان منحنيي الشكل ١٦ – ٩ يقابلان الحالة التي يكون فيها $m > m'$ [١] .

ولكي نرى ما هي انواع الحركة العائدة لمختلف التواترات ، فلنحسب نسبة السعات في نوعي الذرات . نستخرج من [١٦، ٤] ومن [١٦، ٥] :

$$\frac{S_{m'}}{S_m} = \frac{2k - \omega^2 m'}{2k\cos\frac{\pi d}{\lambda}} = \frac{m - m' \mp \sqrt{m^2 + m'^2 + 2\,m\,m'\cos 2\pi\frac{d}{\lambda}}}{2\,m\cos\frac{\pi d}{\lambda}} \qquad [١٦، ٨]$$

واذا كانت $\lambda = \infty$

$$\left(\frac{S_m}{S_{m'}}\right)_+ = -\frac{m'}{m} \quad و \quad \left(\frac{S_m}{S_{m'}}\right)_- = 1 \qquad [١٦، ٩]$$

واذا كان $\lambda = 2d$

---

(١) ان الانتقال من الشكل ١٦–٩ الى الشكل ١٦ – ٦ في الجزء ٣ يمكن ان يتم بفرض $m' = m$. فتصبح المعادلة [١٦، ٥] حينئذ $\omega^2 = \frac{2k}{m}\left[1 \pm \sqrt{1 - \sin^2\frac{\pi d}{\lambda}}\right]$ ويقابل الاشارة + الحل : $\omega = 2\sqrt{\frac{k}{m}}\sin\frac{\pi}{2}\frac{d}{\lambda}$ وهما متكافئتان مع [٦، ٣٧] من الجزء ٣ ، مع الاخذ بعين الاعتبار كون دور الشبكة الذي كان في الاصل مساوياً لـ $2d$ قد اصبح d عند تسوية الكتلتين .

$$\left(\frac{Sm}{Sm'}\right)_{+} = 0^2 \quad و \quad \left(\frac{Sm}{Sm'}\right)_{-} = \infty$$ [١٦، ١٠] [1]

تعود الاشارات الى اشارتي الفرعين لا الى اشارات الجذر في [١٦، ٨] .

فامـا في الفرع السفلي ω_{-} ، فان الدقائق تنتقل بنفس السعة وفي نفس الجهة (متفقة في الطور) عندما تكون λ قريبة من مالانهاية . وعند النهاية عندما تصبح $\lambda = \infty$ ، $\omega_{-} = 0$ تقتصر الحركة على انتقـال صف الدقائق . تلك هي النتيجة التي حصلنا عليها من أجل صف من الدقائق المتماثلة (٦،٣-١٠) وعندما تتناقص λ ، تهتز الدقائق دوماً مع اتفاق في الطور ، ولكن سعة اخفها تنقص وتنعدم عند طول الموجة الحدي . يسمى الفرع السفلي **بالفرع الصوتي** لأن التواترات التي تقابل اطوال الامواج الممكنة هي منخفضة نسبياً في حدود التواترات الصوتية أو فوق الصوتية .

وأمـا فيما يتعلق بالفرع ω_{+} ، فعندما يصبح طول الموجة ما لانهـاية ، لاينعدم التواتر الذي تعطيه [١٦، ٦] . وتبين العلاقة [١٦، ٩] ان تنقلات الدقائق هي ذات جهات معاكسة ومتناسبة عكساً مع كتلتها . ويمكن تمثيل هذه الحركة كانها اهتزاز متفق في الطور مع جملة الدقائق ذوات الكتلة m والتي تبقى ابعادها ثابتة بالنسبة إلى جملة الدقائق ذوات الكتلة m' التي تبقى أيضاً متساوية الابعاد وتهتز مع توافق بينها في الطور . وان التواتر الحدي ω_{+} الذي تعطيه العلاقة [١٦، ٦]هو نفس التواتر الذي لجزيء ثنائي الذرات مؤلف من الكتلتين m و m' وعامل اعادتـه المروني يساوي $2k$ لأن كل دقيقة في الصف لها جارتان) . وعندمـا يتناقص طول الموجـة ، تتناقص سعة الدقائق

---

(١) نحصل على هذه النتيجة بان نكتب في [١٦، ٨] : $\cos\frac{2\pi d}{\lambda} = \cos(\pi - \varepsilon) \simeq 1 + \frac{\varepsilon^2}{2}$ و $\cos\frac{\pi d}{\lambda} = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\varepsilon}{2}\right) \simeq \frac{\varepsilon}{2}$ ، حيث تمثل ε كمية صغيرة جداً نقاربها بعدئذ الى الصفر .

الأثقل وتظل على السكون عندما تبلغ طول الموجة الحدي ، وذلك ما تعبر عنه العلاقة [١٦، ١٠] . يسمى الفرع العلوي **بالفرع الضوئي** لأن التواترات المرتبطة به هي في حدود اقدار تواترات الامواج تحت الحمراء كما سنرى فيما بعد.

ب) تعمم النتائج المتقدمة على شبكة ثلاثية الابعاد من نوع Na Cl مثلاً (الشكل ٩ – ١٤) لنأخذ بعين الاعتبار امواجاً مرنة مستوية جيبية موازية لوجه P من المكعب ؛ ابتغاء التبسيط . فجميع الذرات من نفس النوع والعائدة الى نفس المستوي الشبكي الموازي لـ P والمهتزة على اتفاق في الطور ، ولكن بفرق طور قدره φ بين اهتزازات الذرات العائدة الى مستوين شبكيين متتالين . اذا قاربت φ الصفر فان شبكتي الايونات Na^+ و Cl^- البسيطتين تتصرفان وكأنها مجموعتان صلدتان قابلتـان للانزلاق من جانبي أو جهتي وضع توازنها . وإن عامل الاعادة k الذي في الصيغة [١٦، ٥] يمكن التعبير عنه بدلالة أحد عوامل مرونة البلورة . ذلك لأن الصف المذكور اعلاه يحوي على $\frac{1}{d}$ ذرة في واحدة الطول ، ثم أنه يوجد من ناحية ثانية $\frac{1}{d^2}$ صفاً متماثـــلاً في واحدة المساحة من السطح S العمود على اوجه المكعب (راجع الجزء ٢ ، الشكل ١٣ – ٤٢) فيكون لدينا اذن :

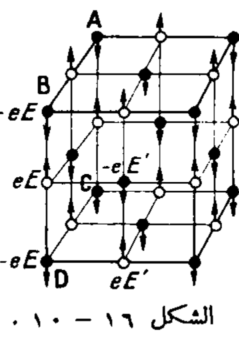
$$k = \frac{d^2}{d}\ c_{11} = dc_{11}, \qquad [١٦، ٢]$$

يرمز c_{11} الى عامل المرونـة الذي يربط القوة العمودية على S بالتشويـه الحاصل في منحى هذه القوة . ان الاعداد في العمود الرابع من الجدول الآتي

البلورة	c_{11} بالـ N/m^2	d بالـ م	ω_+ المحسوب	ω_0 المقيس
NaCl	٤,٩ × ١٠^١٢	٢,٨ × ١٠^-١٠	٣,٣ × ١٠^١٣	٣,٢ × ١٠^١٣
KCl	٤,٠	٣,١	٢,٤	٢,٧
KBr	٣,٤	٣,٣	٢,٣	٢,١

تبين ان الصيغة [١٦، ١١] تؤدي الى قيم لـ ω هي في حـــدود كبر نبضات الأمواج تحت الحمراء .

اذا نحن اعتبرنا الآن قطـــاراً من الامواج المستوية للضوء تحت الأحمر ، ينتشر مع بقائه موازياً لوجه من اوجـه المكعب ABCD (الشكل ١٦ – ١٠) المأخوذ من بلورة لكلور الصوديوم NaCl . فان الحقل الكهربائي $\vec{E}$ لهذه الموجة والذي له نفس القيمة في جميع نقـاط مستوي الموجة ، يطبق على كل ايون من الايونات Na^+ و Cl^- من مستوٍ شبكي ، قوة $\pm eE$ وعلى ايونات المستوي الشبكي المجاور قوة $\pm eE'$ ، حيث E' هي قيمة الحقل في هذا المستوي الاخير . اذن فالأمواج الكهرطيسية قادرة على ان تهيج امواجاً مرنة من الفرع الضوئي ، تهتز فيها الذرات المتجاورة في جهات متعاكسة ، لا امواجاً من النوع الصوتي الذي تهتز فيه ذرتان متجاورتان اهتزازاً على وفاق في الطور . ثم ان طول الموجة λ للاشعاعات تحت الحمراء الذي يرتبط بنبضهـــا بالعلاقة $\lambda = 2\pi \frac{c}{\omega}$ لمـا كان دوماً اكبر بعشرات الوف المرات من البعد d ، فانه يمكن اعتبار ان الاهتزاز المرن له تواتر قريب جداً من الذي اعطي بالعلاقة [١٦، ٦] .



الشكل ١٦ – ١٠ . الاهتزازات الضوئيـة لبلورة NaCl

ان الحقل E للموجـــة الضوئية يبقى على حاله تقريباً في عدد كبير من المستويات الشبكية العمودية على منحى انتشار الموجة . وان انتقالات الذرات هي على حالهـا ايضاً على طول هـذا المسير ، وكذلك العزم الثنائي الاقطاب الكهربائي الذي يسبب انتقال الشحنتين $+e$ و $-e$ هو نفسه وتمتص الموجـة بالطريقة التي درست في الفقرة ٩ – ٧ .

اما الأمواج المرنة العائدة للفرع الضوئي ، والتي طول موجتها ليس كبيراً ازاء a ، فانها تولد عزوماً كهربائية يتغير طورها من نقطة إلى اخرى في البلورة ، بحيث أن العزم الأوسط لجملة البلورة معدوم ، وان الامواج الضوئية التي لها نفس التواتر لا تمتص . وهكذا فان طيف الاهتزاز الأساسي لبلورة ايونية من نوع Na Cl يقتصر على خط نبضه ω_+ . ويرى في العمود الخامس من الجدول السابق ان تواتر الامتصاص المقيس ω_0 هو قريب من ω_+ .

ثم ان تواترات الاهتزاز تتركب مع تواترات التأرجح ، مثلما رأينا بمناسبة السوائل .

وفي حالة الماس (الجزء ٢ ، الشكل ١٣ - ٣٥) توجد ذرتان من الكربون في كل خيطة وتحصل اهتزازات ضوئية ، ولكنها بسبب التناظر لاتولد عزماً كهربائياً ولا تسبب بنتيجة ذلك امتصاص شعاعات . وهذه الحالة تشابه حالة الجزيئات الثنائية الذرات المتماثلة الأقطاب .

ج) ان اهتزازات بلورة يمكن أن تولد طيف انتشار رامان ، فيما إذا احدثت تغيرات في الاستقطابية ، بشكل مماثل لما رأينا بمناسبة الجزيئات (الفقرة ١٥ - ١٠). وان اعتبارات مماثلة للتي شرحناها في ب) تبين انه اذا كان طول الموجة للامواج المرنة ليس كبيراً جداً بالمقارنة مع دور الشبكة البلورية ، فان تغيرات الاستقطابية تكون على غير وفاق في الطور في مختلف مناطق البلورة وتتفانى افعالها على الموجة الأولية . فلا يرى اذن سوى انتشار التواترات ω_+ ، مثلما في الامتصاص . وان الشكل ١٦ - ١١ (اللوحة ١٠) يرينا أن طيف رامان للبلورات يتألف في الواقع من خطوط محدودة تماماً في غالب الأحيان .

وان بعض الاعتبارات المتعلقة بالتناظر يمكنها ان تمنع انتشار بعض الاهتزازات ، مثال ذلك : في الاهتزاز الاساسي لـ Na Cl كل ايون لايمكنه ان يبتعد عن أحد جيرانه الا بأن يقترب من الآخر ، ومن الواضح انه في

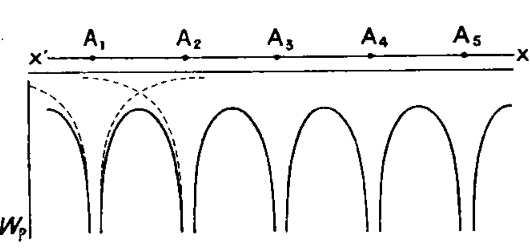
لحظتي طورين متعاكسين تكون الاستقطابية قد عادت الى ما كانت عليه : لذلك فان النبض ω_+ ليس فعالاً في الانتشار .

١٦ ـ ٦ . ـــ اطياف الامتصاص الالكترونية في البلورات :

أ) ان عدد عصائب الامتصاص الالكترونية في البلورات وعرضها يتغيران تغيراً كبيراً ، ابتداءً من الامتصاص المتواصل تقريباً للمعادن في ما تحت الأحمر والمرئي (الشكل ٩ ـ ٢٢) حتى امتصاص املاح الأتربة النادرة ، التي لها عدة عصائب امتصاص دقيقة جداً (ولا سيما في الدرجات المنخفضة من الحرارة) بحيث يمكن اعتبارها خطوطاً (الشكل ١٦ ـ ١٢ ، اللوحة ٦) .

يمكن فهم هذه الحالات المتطرفة ، في تقريب اولي ، عندما نأخذ بعين الاعتبار البنية الالكترونية للذرات التي تؤلف البلورات . ففي المعادن تكون الكترونات التكافؤ حرة تقريباً ويكون امتصاص الامواج الكهرطيسية المرتبطة بالناقلية النوعية متصلاً . وفي املاح الأتربة النادرة تنتج خطوط الطيف المرئي من انتقالات الالكترونات التي تنتمي الى الطبقات العميقة للأيونات المعدنية التي تحميها من الافعال المتبادلة ، الطبقات السطحية (الالكترونات المربوطة) .

واما التفسير الأوسع فيعتمد على وساطة سويات الطاقة لألكترون في البلورة . ان الطاقة الكامنة وفق الاستقامة $x'x$ (الشكل ١٦ ـ ١٣) التي هي منحى صف من نوى الذرات A_1 ،



الشكل ١٦ ـ ١٣ . الطاقة الكامنة الالكترونية على طول صف من الذرات المتماثلة

A_2 ، ... في الشبكة ، تكون حالها مثلما يمثل المنحني W_p .

لقد رأينا في الواقع (الفقرة ١٤ - ٦) ان منحى الطاقة الكامنة W_p لألكترون في الحقل الكولوني لنواة او لقلب ذري،تمثل بالقطع الزائد المتساوي الساقين الوارد في الشكل ١٤ - ١٣ ، وذلك مهما كان المنحى الذي اخذ عليه البعد r ابتداءً من النواة . وقد نقل المنحني على الشكل ١٦ - ١٣ من اجل النواة A_1 ، واما النواة A_2 فيقابلها منحن مماثل له . ولكن في حال وجود النواتين ، نحصل على الطاقة الكامنة باجراء عملية الجمع للترتيبين (السلبيين) للمنحنيين المتقدمين من اجل كل قيمة لـ r ، وذلك يعطي المنحنيات الممثلة بالخط المليء .

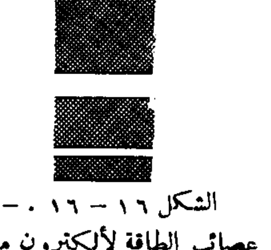
ان دراسة طاقةالألكترون بواسطة طرائق الميكانيك الذري(راجع الجزء٨) تعطي النتائج الآتية : ان الألكترون مرتبط (الشكل ١٦ - ١٤) بسويات الطاقةالتي يمكن اعتبارها كالسويات التي له في الذرة الحرة،والتي يصيبها الأضطراب من جوارها،بحيث يحل محل كل سوية من هذه السويات عصابة تزداد ضيقاً بازدياد العمق ، اي ان المنحني W_p يقترب كثيراً من المنحني العائد الى ذرة واحدة . ان الانتقالات بين السويات تولد اصدارات او امتصاصات تكون اقرب الى كونها وحيدة اللون كلما كانت السويات اعمق .

الشكل ١٦-١٤. سويات الطاقة لألكترون مرتبط داخل بلورة

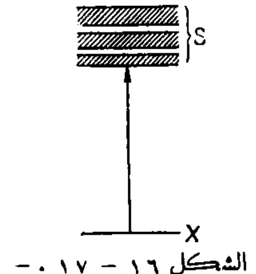
للألكترون الحر طاقة حركية صرفة ويمكن لها ان تتغير تغيراً متصلاً.وفي البلورة يملك الالكترون ايضاً طاقة كامنة تتغير في استقامة موازية لـ $x'x$ الذي في الشكل ١٦-١٥

الشكل ١٦-١٥ . طاقة الكترون معدني في نقاط مختلفة من خط مواز لصف من الذرات

ولكنها لا تمر بالنوى الذرية ، وذلك وفقاً لمنحن ذي تموجات تختلف في اعماقها، من نوع التي في الشكل ١٦ ـ ١٣ . ويمكن تبيان أن طاقة هذا الالكترون الذي يكاد يكون حراً ، لم تعد قابلة للتغير باستمرار ولكنها هنا أيضاً تنقسم الى عصائب ولكنها هذه المرة عصائب عريضة ، يفصل بينها فواصل تختلف اتساعاً . (الشكل ١٦ ـ ١٦) . ويلاقي هذا التقسيم الى عصائب تأكيداً في بنية طيف الامتصاص المرئي وفوق البنفسجي للمعادن (الفقرة ٩ ـ ١٩) وكذلك في كون انه في جوار حدود امتصاص الاشعة السينية من قبل المعادن (الفقرة ١٤ ـ ٢٠) . تظهر تغيرات في شدة الامتصاص ، ذلك لأن الانتقالات التي تحمل الالكترون من سوية عميقة الى سوية سطحية (الشكل ١٦ ـ ١٧) لا تؤلف تتابعاً متصلاً .



الشكل ١٦ ـ ١٦ ـ .
عصائب الطاقة لألكترون معدني.

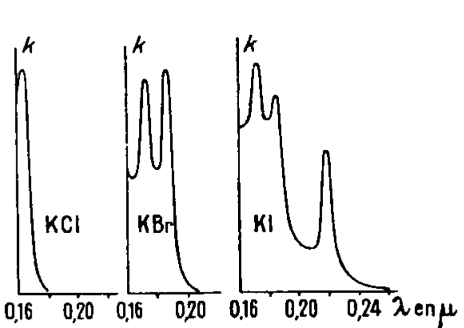


الشكل ١٦ ـ ١٧ ـ .
حد امتصاص الاشعة السينية

بين الحالتين المتطرفتين السابقتين تقع حالات متوسطة حسب نوع البنية البلورية . فيمكن أن يدرس طيف البلورات الجزيئية(٢ ، ١٣ ـ ١١) مبتدءاً من طيف الجزيء واعتباره مضطرباً من تأثير الجوار (الشكل ١٦ ـ ١) . ففي البلورات الايونية البسيطة ، نعلم أن الاجواء الالكترونية التي تحيط بكل ايون هي مفصولة فصلاً تاماً (٢ ، ١٣ ـ ١١) ولكن ذلك ليس صحيحاً الا في الحالة الأساسية . أما في الحالات المهيّجة التي تسبب تغيير العدد الكمي الاساسي فان الاجواء الالكترونية تمتد وتتجاوز على اجواء الايونات المجاورة فينتج من ذلك اضطرابات هامة .

إن أطياف امتصاص بلورات مولدات الاملاح القلوية ، التي يعطينا

الشكل (١٦ ـ ١٨) ثلاثة أمثلة لها، تتألف من عصائب تقع في مافوق البنفسجي. فيفيد امتصاص الطاقة في هذه الحالة في انتقال الكترون من الجذر الموجب الى الجذر السالب.



الشكل ١٦ – ١٨ –

اطياف امتصاص بلورات مولدات الاملاح القلوية.

ب) ينضاف الى تغيرات الطاقة الالكترونية للذرات في بلورة من البلورات مثلما يحدث في الجزيء (الفقرة ١٥ – ٨) تغيرات لطاقة اهتزاز هذه الذرات، وقد رأينا ان الاهتزازات في جسم جامد تؤلف طيفاً متصلاً بين حدين معينين (الفقرة ١٦ ـ ٥) وان اجتماعها الى انتقال الكتروني يحدث اذن عصائب امتصاص. يمكن معالجة هذه المسألة وذلك مثلما فعلنا في الاهتزازات، بعد اعتبار ان الهياج الالكتروني لذرة ينتشر في البلورة مشكلاً **امواج تهييج** وان هذه الامواج تتركب مع الأمواج المرنة الناجمة عن الاهتزازات.

هنالك طريقة للنظر معادلة للمتقدمة، ولكن لها احياناً بعض الفوائد، تقوم على أن يشرك مع الامواج، انتشار دقائق وهمية. فيشرك مع امواج التهييج جسيمات الاكسيتون Excitons، ومع الامواج المرنة فونون Phonons، والتفاعل المتبادل بين هذين النوعين من الجسيمات يعبر عن تركيبات الامواج المقابلة لها.

ج) ان بعض المركبات في حالة بلورات ايونية، تحوي على ايونات ذات مغناطيسية مسايرة (٥، ١٤ – ١٢) مثال ذلك املاح Fe، Co، Ni، Cu والأتربة النادرة. فاذا وضعت هذه الايونات في حقل مغناطيسي، ابدت انقساماً

في سويتها الاساسية الى $2J+1$ سوية تحتية لها طاقات مختلفة كما رأينا في الفقرات ١٤ - ١٦ و ١٥ - ٩ . ويمكن ان يحدث بين السويات التحتية المتقدمة انتقالات تقع تواتراتها في النطاق الراديوي الكهربائي وتدرس بطرائق الفقرة ١٤-١٦ ج. تسمى هذه الظواهر بـ **التجاوب المغناطيسي المساير الالكتروني**.

١٦ - ٧ — . *التلألؤ الفوتوني للجوامد* .

أ) لقد المحنا (الفقرة ١٣ - ٧) الى عدة ظواهر من تلألؤ الجوامد . وسندرس هنا بعض ظواهر التلألؤ الفوتوني . تصادف في الجوامد المتبلورة اصدارات ذوات آماد مختلفة بعد انتهاء التهييج . ولكن لا يصادف إلا فيها التلألؤ الطويل الأمد (الذي يدوم عدة دقائق او يمتد احياناً الى عدة ساعات). فاذا كان التلألؤ الفوتوني الذي يدوم ١٠ $^{-8}$ ثا هو تفلور حتماً وكان الأمد الذي يتجاوز الثانية هو التفصفر ، فان الانسان يتردد في اعطاء خاصة او هوية الى التلألؤ الفوتوني عندما يدوم من ١٠ $^{-5}$ الى ١٠ $^{-1}$ ثانية .

ان دراسة تأثير درجة الحرارة في دوام الاصدار الضوئي هي التي تمكن من تمييز التفلور من التفصفر . ان ثابتة الزمن θ (الفقرة ١٣ - ٧) قليلة الارتباط والتعلق بدرجة الحرارة في الحالة الأولى وشديدة الارتباط في الحالة الثانية .

ب) يشاهد **التفلور** في البلورات الجزيئية كالبنزين . وان طيف تفلور الجزيئات يطرأ عليه عند الانتقال من حالة البخار الى الحالة السائلة والى الحالة الجامدة تعديلات مماثلة للتي تطرأ على أطياف الامتصاص (الشكل ١٦ - ١٩ ، اللوحة ٩) . ويلاحظ التفلور ايضاً في البلورات الصافية للمركبات الايونية كأملاح الأتربة النادرة أو أملاح الأورانيل UO_2^+ التي هي متفلورة بحالة محلول او بالحالة الزجاجية ، ومن أجل نترات الاورانيل مثلاً يكون الزمن θ في حدود ١٠ $^{-3}$ ثا ولا يتغير مع درجة الحرارة إلا قليلاً .

ج) يوجد **التفصفر** في عدد كبير من الجوامد التي هي غير متلألئة فوتونياً في الحالة النقية . وللحصول على جوامد متفصفرة ، يحضر بحالة نقية جسم الاساس ، وهو الكباريت القلوية - الترابية ، وكبريت التوتياء واورتوسيليكات التوتياء المسمى (فيلميت) وتنغستات المغنزيوم والكالسيوم ، ثم تدخل فيه كمية معلومة (تكون قليلة دوماً) (١٠⁻٣ الى ١٠⁻٦) من أجسام اجنبية تسمى **منشطات**. ففي بعض الاحيان يكون موضوع الاهتمام هو المعدن الداخل في مادة الأساس : فالتلألؤ الفوتوني لكبريت التوتياء « الصافي » يعزى الى ذرات زائدة من التوتياء . ويمكن ايضاً ادخال ذرات منشطة لمعدن قلوي أو قلوي ترابي في بلورات أملاح مولدات الأملاح القلوية التي تفيد كجسم الأساس .

- ٥ - يوجد في الأسواق انواع من الكباريت اذا أنيرت بالضوء الأبيض أو فوق البنفسجي اعطت تلألؤات طويلة الأمد تختلف الوانها حسب تركيبها .

هنالك تركيز مثالي مفصل للمنشط ، يختلف باختلاف طبيعته وطبيعة مادة الأساس ، فهو مثلاً يبلغ ١٠⁻٦ للفضة في كبريت التوتياء : ZnS .

ومن السهل بيان تأثير درجة الحرارة في التلألؤ الفوتوني للجوامد .

- ٥ - ان كبريت التوتياء المنشط بالنحاس ، والمهيج بالدرجة المحيطية بالتشعيع ، والذي هو متفصفر في هذه الشروط ، لايعود يصدر ضوءاً بقدر محسوس عندما يغمس في الآزوت السائل . واذا سخن يعود التفصفر الى الظهور .

- ٥ - اذا القينا الكبريت المعدني المشعع على لوحة معدنية مسخنة الى ٢٠٠ - ٣٠٠ درجة مئوية ، كان الضوء الصادر أقوى ، ولكن مدته اقصر . وان تأثير الحرارة هذا ، الذي هو مميز للتفصفر يتدخل في نظريتها ، كما سنرى فيما بعد .

ـ ٥ ـ كذلك الأمر فيما يتعلق بتأثير الاشعاعات تحت الحمراء . اذا عرضنا للاشعاع تحت الأحمر كبريتاً مفصفراً سبق له أن شعع ، شوهد غالباً تزايد موقت في الأصدار .

د) بينما يفسر تفلور البلورات تقريباً كما يفسر تفلور الجزيئات، (الفقرة ١٥ - ١١) حيث ان الصدمات من النوع الثاني تقوم هنا بدور هام بنتيجة تواترها ، فان نظرية التفصفر البلوري هي اكثر تعقيداً . وتحملنا الظروف على أن نأخذ بعين الاعتبار، بالاضافة الى سويات الطاقةللبلورالصافي (٦، ١٩-١٥) سويات الطاقة الوسيطة بين سويات عصابة التكافؤ V وسويات عصابة الناقلية C للبلور الصافي (الشكل ١٦ - ٢٠) . تؤدي هذه السويات ادواراً مختلفة في التلألؤ . فبعضها يتألف من سلسلة السويات L للذرات أو مجموعات الذرات المنشطة التي تؤلف **مراكز التلألؤ** . وبعضها P ، القريب من سوية عصابة الناقلية تسمى **الفخاخ الالكترونية** . وهي تنجم إما من الشوائب كالسابقة ، واما من عيوب في الشبكة .

W
C
P
L
V

الشكل ١٦ - ٢٠ . سويات الطاقة الوسيطة الناجمة من المنشطات والفخاخ

ينبغي عندئذ التميز بين صنفين من الجوامد المتفصفرة . فالبلورات التي تنتمي الى الصنف الأول هي في الوقت ذاته ناقلة فوتونية (٦ ، ١٩ - ١٧) وذلك مثال كباريت التوتياء والكالسيوم المنشطة بالنحاس او الفضة . ومن المعلوم ان الناقلية الفوتونية تنجم عن مرور الكترونات المركب منذ عصابة التكافؤ حتى عصابة الناقلية ، تحت تأثير الطاقة الضوئية الممتصة . ومن ثم يمكن ان تسقط حتى السوية الأساسية لمركز تلألؤ ، مصدرة للضوء ، ولكن هذه الظاهرة لا تؤلف إلا التفلور . ولتفسير التفصفر يقبل بأن الالكترونات المنقولة الى عصابة النقل يمكن ان تهبط

الى داخل الفخاخ، وان العودة المباشرة لهذه الفخاخ الى السوية الاساسية لايمكن ان تحدث مباشرة (ومن هنا نتج اسمها) ولكن الالكترون يمكن ان يعود من الفخ P الى عصابة الناقلية C بعد دفع ثمن وهو ان يمتص كمية ضعيفة من الطاقة وبعد ذلك يهبط الى السوية الاساسية F (الشكل ١٦ – ٢١) . هذه الميكانيكية تفسر في آن واحد طول أمد التفصفر (لأن اقامة الالكترون في الفخ يمكن ان تكون طويلة الأمد) والفعل المنشط لدرجة الحرارة، الذي يعطي الطاقة اللازمة للعودة الى عصابة النقل . ويفسر فعل الضوء تحت الأحمر بصورة تقريبية كما يفسر فعل الحرارة .

الشكل ١٦ – ٢١ . الميكانيكية المبسطة للتفلور (I) وللتفصفر (II)

في الصنف الثاني من البلورات المتفصفرة ، لا يؤخذ الالكترون المصدر ، في عصابة التكافؤ لمادة الاساس ، وانما يقوم بانتقالات بين بعض السويات لمركز تلألؤ .

لا يرافق التفصفر حينئذ ناقلية فوتونية . تلك هي حال مولدات الاملاح القلوية المنشطة بالتاليوم . ان السويات L للشكل ٢٦ – ٢٠ هي سويات الذرة Tl .

والتلألؤ الكهربائي (الفقرة ١٣ – ١) يفسر إذا قبلنا بأن الكترونات الناقلية اذا تعرضت لحقل كهربائي ذي شدة كافية تتسارع . ومتى اكتسبت طاقة حركية كافية ، امكنها ان تتنازل عنها الى الكترون مأخوذ في فخ وان تسمح له بالعودة الى عصابة الناقلية .

هـ) للتلألؤ الفوتوني للجوامد تطبيقات عديدة: في الدهان المتلألىء والمتفصفر ، وتغطية اللوحات التصويرية الحساسة على الاشعة فوق البنفسجية والاشعة السينية

والحزم الالكترونية وفي الانارة بالتفلور ، وان التفريغ الكهربائي في انبوب يحوي على بخار الزئبق تحت ضغط منخفض يجعلها تعطي خاصة خط الطنين (التجاوب) فوق البنفسجي (الفقرة ١٤ - ٦ د). يطلى الوجه الداخلي للانبوب بمسحوق يكون له تفصفر قصير الأمد (سيليكات التوتياء وتنغستات الكادميوم ، الخ ...) وان مزائج مناسبة من هذه المواد تمكّن من الحصول على أضواء مرئية ذات تلاوين مختلفة وخاصة منها ما يقارب ضوء النهار . وان المردود من حيث الطاقة الضوئية هو في حدود ٢٠ ٪ من الطاقة الكهربائية الممتصة .



تمارين

١٦ – أ للمحاليل المائية لكبريتات النحاس، من أجل الموجة $\lambda = 0{,}6\mu m$، عامل امتصاص $2K$ له القيم الآتية في مختلف التركيزات c :

c (كيلو مول/م³) :	٠،١	٠،٣	٠،٥	٠،٦	٠،٧	٠،٨	٠،٩
$2K$ (m^{-1}) :	١٩	٥٥	٩٠،٥	١٠٩	١٢٦	١٤٥،٥	١٦١

بين أنه يمكن تعريف عامل امتصاص نوعي ، واحسب قيمة $2K'$

١٦ – ب تـــدل نظرية على أن الفعل الذي يجريه مذيب على شرائط (عصابات) الامتصاص تحت الحمراء لجزيء منحل فيه ، هو ناجم عن الحقل المؤثر الفقرة ٩ – ب) ويعبر عنه بالصيغة :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = A \ \frac{\varepsilon_1 - 1}{2\varepsilon_1 + 1} \qquad [١]$$

حيث σ هي العدد الموجي لعصابة الامتصاص المبحوث من أجل المـادة المنحلة وهي في حالة بخار ، و $\Delta\sigma$ تغير σ في المذيب الذي Σ_r هي سماحيته النسبية . و A ثابتة .

من أجل جزيء الخلون (الأستون) $(CH_3)_2\,CO$ ، تعطي التجربـة الأعداد الآتية :

المذيب		ε_2	$10^3 \frac{\Delta\sigma}{\sigma}$
الهكزان : $C_6\,H_2$	:	١،٨٩	٩،٥
الهكزان الدوري : C_6H_{14}	:	٢،٠٣	١٠،٥
رابع كلور الكربون : $C\,Cl_4$	:	٢،٢١	١١،٥

المذيب		ε_r	$10^3 \frac{\Delta \sigma}{\sigma}$
الطولوئين :	$C_7 H_9$:	٢,٣٢	١٢,٥
كبريت الكربون :	CS_2 :	٢,٦٤	١٣
اكسيد الاتيل :	$C_4H_{10}O$:	٤,٣٤	١١
الغول الاتيلي :	C_2H_6O :	٢٤	١٨

ارسم المنحني الذي يمثل الصيغة [١] ، وفسر النتائج .

١٦ – ج اعطت قياسات قرينة انكسار كلورالصوديوم $Na\,Cl$ في منطقة ما تحت الاحمر النتائج التالية :

	λ (بالمكرون)	m
١	٧,٦٦	١,٥٠٨
٢	١٠,٠٢	١,٣٩٤
٣	١٢,٦٩	١,٤٧٤
٤	١٤,١٤	١,٤٦٠
٥	١٥,٩١	١,٤٤١
٦	١٧,٩٣	١,٤١٥
٧	٢٠,٥٧	١,٢٧٣
٨	٢٢,٣٠	١,٣٤٠
٩	٢٤,٨٠	١,٢٨٣

تبين النظرية (الفقرة ١٦ ـ ٥ ـ د) ان لكلور الصوديوم طول موجة واحدة خاصة للامتصاص λ_0 في ماتحت الاحمر . حاول أن تمثل القياسات المتقدمة بصيغة تبدد لها حد (٩ ـ ٦) من النوع :

$$n^2 = a + \frac{b\ \lambda^2}{\lambda_5{}^2 - \lambda^2}$$

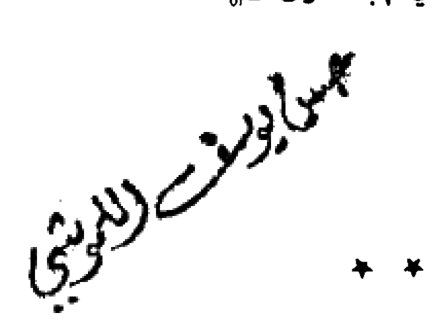
واستنتج من ذلك قيمة λ_0 . يعطي القياس المباشر $\lambda_0 = 61{,}1\ \mu$.

١٦ ـ د تتناقص شدة اللمعان I لبعض الاجسام الصلبة ، مع الزمن وفقاً للقانون :

$$\frac{I}{A} = -\frac{dn}{dt} = \alpha n^2$$ (حيث A و α هما ثابتتان)

(ويعني ذلك ان الالكترونات والفخاخ تعود الى الاجتماع بصورة تتناسب مع جداء اعدادها n) .

في اللحظة $t = 0$ ، يحذف المنبع المهيج عندما تكون شدة اللمعان I_0 . احسب الزمن τ الذي لا تعود الشدة في نهايته سوى $I_0/2$.



* * *

متممات مختلفة



الفصل السابع عشر

الضوء في الجيوفيزياء
وفي فيزياء النجوم والكيمياء والبيولوجيا

أ ــ بصريات الجو ، وما تحت البحر

١٧ ـ ١ . ــ الانكسار الجوي .

أ) لقد ألمحنا (٤ ، ١ ــ ١١) الى أن الاشعة التي تصل الينا من النجوم ، يصيبها عند اختراقها للجو ، انحراف تزداد قيمته كلما ابتعدت عن السمت ، لأن قرينة انكسار الهواء تختلف قليلاً عن الواحد. كذلك الانكسار ايضاً هو المسبب لانفعال السراب والتشويهات الظاهرية للاجزاء المرئية من الشمس والقمر عند الشروق أو عند الغروب . ويعطي الامتصاص (الفقرة ١٧ ــ ٣) والتبديد الجوي لهذين الكوكبين المظاهر الملونة التي تختلف باختلاف حالة السماء .

وهنالك ظاهرة استثنائية ذات أصل مماثل ، وهي ظاهرة **الشعاع الاخضر** الذي يُلمح كما يلمح لمع البرق مدة قصيرة جداً يختلف مداها، ذات لون زمردي ، وذلك فور غروب الشمس في جو صاف تماماً . وقد امكن تصويره ، مما يثبت انه ليس ناجماً عن تتابع في التباين (الفقرة ٦ ــ ٣) .

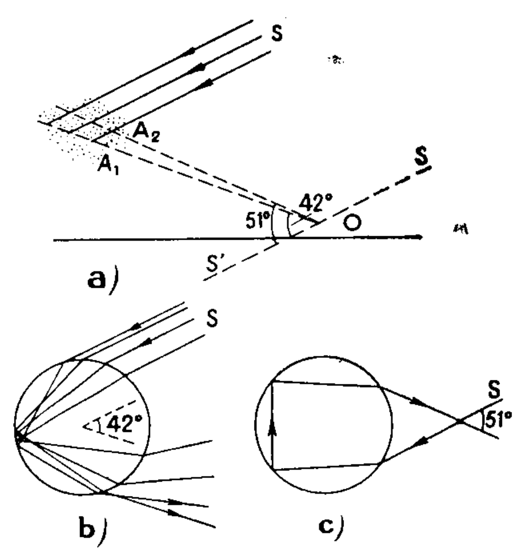
ب) كثيراً مـــا تحدث تغيرات محلية في قرينة الهواء بسبب تغيرات في الضغط وفي درجـة الحرارة (الاضطرابات الجوية) فينجم عن ذلك انتقالات ظاهرية دائمة وصغيرة جداً في الاجسام النقطية البعيدة (النجوم) حول موقعها

الأوسط ، وكذلك تغير في شدتها الضوئية وحتى في لونها . وهذه الومضات التي تزعج الأرصاد الفلكية ترى خاصة على النجوم البعيدة عن السمت .

ج) تأتي دراسة دور الجو في الانتشار غير المستقيم للامواج المرتزية في الجزء ٧ ، الفقرة ٩ – ١٤.

١٧ ـ ١ . — قوس قزح . الهالة .

أ) لا يظهر قوس قزح إلا عندما يدير الناظر O (الشكل ١٧ – ١ a) ظهره الى منحى الشمس S، وينظر الى مجموعة من قطيرات الماء تنيرها S . ويحدث ذلك بعد المطر ، ويحدث ايضاً عندما يتجه توجيهاً ملائماً بالنسبة الى فافورة ماء أو خرطوم رش.



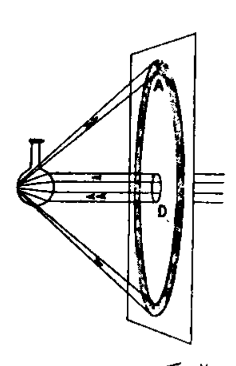
الشكل ١٧ – ١ . a) شروط رؤية قوس قزح b) المسير في قطرة ماء للأشعة التي تؤلف القوس ذات الـ ٤٢° c) المسير في قطرة ماء للأشعة التي تؤلف القوس ذات الـ ٥١°

ان القوس A_1 الذي هو على الغالب اكثر قابلية للرؤية يرى كجزء من دائرة يكون مركزها على الامتداد OS' للاستقامة SO ، حيث تكون الزاوية A_1OS' قريبة من ٤٢ درجة . فمنحاه معين تماماً لاموقعه ،وهو يتبع انتقالات الناظر وانتقال الشمس. ولا يعود مرئياً عندما يصبح ارتفاع الشمس فوق الأفق اكثر من ٤٢ درجة .

درجة . وتبدو الألوان فيه تقريباً كأنها ناجمة من تراكب عدة أطياف منزاحة عن بعضها قليلاً ، ويكون البنفسجي أقربها من OS' ، وهي ممزوجة بالبياض (الفقرة ٦-٦ ج) وتكون اهميتها النسبية متغــــيرة من قوس إلى اخرى ، وأحياناً من لحظة الى اخرى على نفس القوس .

ترى في اغلب الاحيان قوس ثانوية A_2 أقـل نوراً وذلـك تحت زاوية قريبة من ٥١ درجة ، ويكون ترتيب الألوان فيها معكوساً بالنسبة إلى ترتيبها في القوس الاولية .

ب) ـ ٥ ـ اذا اسقطنا على دورق كروي مملوء بالمـــاء المصفى جيداً ، حزمة رفيعةوشديدة من الاشعة المتوازية محددة تحديداً مناسباً بواسطة حظار D (الشكل ١٧ ـ ٢) فانـه يمكن أن نرى على حاجز أبيض محيط بـ D قوساً مدورة A محمرة في الخارجوشبيهة بقوس قزح . وان دراسة الظلال التي تطرحها العقبات التي يعارض بها في نواحمختلفة تدل على أن الاشعة المؤلفة لهذه القوس قد طرأت عليها الانحرافاتالمبينةفيالشكل ١٧-١ b ،حيث ان الانحرافالاصغر هو١٣٨° = ١٨٠° - ٤٢° .



الشكل ١٧ ـ ٢.ـ
تجربة تقليد لقوس قزح

تنتج اقواس قزح الاولية ، كما بين ديكارت Descartes ، من الضوء الذي تعكسه قطرات ماء كثيرة ، فالاشعة المجاورة لتلك التي هي أقل انحرافاً تبقى وحدها عند البروز قريبة من المتوازية ، بحيث تستطيع أن تدخل في العين . ويبين الشكل ١٧ ـ ١ c سير الاشعة الحدية التي تؤلف القوس الثانوية . وان دراسةً أكمل من هذه ، لاتأخذ بعين الاعتبار التبدد فحسب ، بل تهتم ايضاً بالتداخلات بين الاشعة المتجاورة وبالانفراج في حالات القطيرات

الشديدة الصغر ، تسمح بتفسير مختلف المظاهر الملونة التي تلاحظ .

ج) تبدو الشمس كما يبدو القمر احياناً محاطين بهالة حلقية وعندما يريان تحت زاويتين ٢٢° و٤٦° تكملها أو لاتكملها اقواس مماسية ، وبكلف وأعمدة ضوئية ، وكل هذا الظواهر تتحسن رؤيتها اذاحميت العين من الضياء المباشر للكوكب . ونظرية ذلك ، التي هي شبيهة بنظرية قوس قزح ، تدخل فيها انكسارات وانعكاسات في بلورات الجليد الذي يؤلف بعض السحب (١٥٤ – ٨) .

ينبغي ألا يخلط بين الهالات وبين **التيجان** التي هي هالات او حلقات ضعيفة الشعاع الزاوي (قلما يتجاوز ٥°) والتي تظهرحول القمر (او الشمس احياناً) عندما تكون السماء مغطاة بالغيوم ، وتنجم عن انعراج الضوء على القطيرات الدقيقة او البلورات الصغيرة التي في السحب (١٥٤-٨) .

١٧ ـ ٣ . ـــ الامتصاص والانتشار الجويان :

١) ان طبقة الهواء الجوي ، مثل كل وسط ناثر (الفقرة ٥ ـ ١٢) يحول بين منبع الضوء S وبين جسم A ، تؤثر في استنارة هذا الجسم بعدة اشكال :

١° . – ان الحزمة الضوئية الواصلة الى الجسم تنقص بسبب الامتصاص الحقيقي الناجم عن غازات الهواء وفي بعض الاحيان عن الجسيمات والدقائق المختلفة المعلقة في الجو كالدخان والضباب والسحب .

٢° . – يجلب الانتشار ، بالاضافة الى ذلك ، امتصاصاً ظاهرياً ، بسبب انه يحرف قسماً من الضوء عن استقامته AS : وان الانتشار الجزيئي من قبل غازات الهواء حاصل دوماً ويخضع لقانون رايلي [١] (الفقرة ١٠ – ٩) ، واما الانتشار على الدقائق والجسيمات المعلقة فيتغير تغيراً كبيراً حسب عدد هذه الجسيمات

[١] من ذلك استعمال الضوء تحت الاحمر من اجل التصوير عن بعد كبير .

والدقائق حسب كبرها (الفقرة ١٠ — ٦) .

٣ . — وأخيراً ، ان العناصر الناثرة غير الواقعة على المسير SA ، يمكن ان ترد نحو A قسماً من الضوء الذي تتلقاه من S أو من الأجسام التي ينيرها S ، أو احياناً من منابع أخرى ، وهذا الضوء المنتثر بسبب اضاءته ايضاً للأجسام الاخرى B المجاورة لـ A ، تعمل على انقاص التباين بين A و B وبالنتيجة على اضعاف قابلية A للرؤية (أي منظوريتها) .

ان هذه الافعال المختلفة تتعلق تعلقاً متفاوتاً بطول الموجة ، وأن تغيرات كثافة الجو وتركيبه مع الارتفاع ، وكذلك التغيرات الطارئة على الجسيمات من منطقة إلى اخرى ، كل ذلك يعقد هذه الدراسة .

ب) فأما الطيف المرئي ، فان ما يصيبه من امتصاص بسبب غازات الجو وحدها ، مهمل ازاء الامتصاص الظاهري الناجم عن الانتثار الجزيئي ، سوى ما يتعلق ببخار المـاء ، الذي يختلف كثرة أو قلة حسب حالة الرطوبة ودرجة الحرارة ، والذي يمتص بعض الشعاعات الحمراء . ولهذا البخار في منطقة تحت الاحمر عصائب امتصاص عريضة ، تظهر بينها « فتحات » توصيل (في جوار أطوال الامواج ٠٫٧٢ و ٠٫٨١ و ٠٫٩٤ و ١٫١٣ و ١٫٤٠ مكروناً ، الخ).

ويوجد من ناحية ثانية ، في اقصى اعالي الجو (أي في حدود ارتفاع ٥٠ كيلو متراً) كمية من الاوزون O_3 تعادل في مجموعها في اتجاه الشاقول ، ثخناً قدره ٣ مم من الغاز بالضغط النظامي . وهذا الأوزون ينتج من الفعل الضوئي الكيماوي (الفقرة ١٧ ـ ١٤) للاشعاعات ذوات الكم العالي (ما فوق البنفسجي الأقصى) في الاكسجين (والذي يمتص بعد ذلك هذه الشعاعات) .

لطيف O_3 عصابة امتصاص عريضة تسمى عصابة هارتلي Hartley ، تقع ما بين ٢٠٠ و ٣٠٠ مللي مكرون ، وعصابات أخرى أقل شدة منها بكثير ، في الأصفر والأحمر (ومن ذلك ينشأ اللون الأزرق للأوزون إذا كان بثخن كاف

وفي ما تحت الاحمر ايضاً . وقد امكن دراسة طبقة الاوزون الجوي وتحديد موقعها بنتيجة امتصاصها (الذي يزداد كلما كانت الاشعة تجتازها بميل أشد) بالمقارنة مع الامتصاص المحدد في المختبر . وفي جوار طول الموجة $\lambda=250m\mu$ فقط (تحت الضغط النظامي) وهكذا يتفسر لنا تحديد الطيف الشمسي من ناحية اطوال الامواج القصيرة (الفقرة ١٧ - ٦) .

ج) بالرغم من ان الانتشار الجزيئي يولد تألق «السماء الزرقاء» الفقرة ١٠-٩) فان الامتصاص الذي يقابله ضعيف : في حدود ٣ إلى ٤ ٪ بالكيلو متر وتحت الضغط النظامي في الازرق ، واقل من ١ ٪ في الاحمر . وان الامتصاص الظاهري لضبابة بحرية ، ولو كان ضعيفاً ، واقوى منه امتصاص الضباب او الدخان ، هي كلها اشد فعلاً . وقد ادت دراسة هذه الامتصاصات الى بحوث عديدة نظرية وتجريبية معقدة بسبب تعقد هذه الجسيمات المعلقة وتطورها مع الزمن ويكون هذا التطور سريعاً في بعض الاحيان . وان النتائج التي لم تتكامل بعد سيكون لها تطبيقات مهمة على قابلية الابصار في الضوء الطبيعي او في حقل جهاز اسقاط الضوء (أي الكشاف) ، وعلى شروط هبوط الطائرات وعلى توصيل الاشارات الضوئية وتحت الحمراء والهوتزية ، الخ ...

د) الضياء **الغسقي** هو الضوء الصادر عن الشمس والذي يردهُ الجو الينا عندما تصبح الشمس تحت الافق (حتى 18° تقريباً) بعد غروبها . وثمة ظاهرة مماثلة تحدث في الصباح . ويزداد أمد الغسق بازدياد العرض الجغرافي ، وهو في الشتاء اكبر منه في الصيف .

ويعزى **الضوء البرجي** إلى نفس المنشأ ، أي إلى وجود الجسيمات الكونية التي تحيط بالشمس على بعد كبير منها وتأخذ نورها منها . ويرى في الشتاء في الليالي المظلمة فقط ، بلمعان مقارب للمعان المجرة ، ويولف نصفي مغزلين

موجهين في الناحية التي تشغلها البروج في السماء ، وقاعدتا هذين المغزلين في اتجاه الشمس وذروتها المشتركة معاكسة للشمس في القبة السماوية .

١٧ ـ ٤ . — الاشعاعات ذات المنشأ الجوي .

سنتكلم بعد قليل (الفقرات ١٧ ـ ٦ الى ١٧ ـ ٩) عن الضوء الذي نتلقاه من النجوم ومن السماء الليلية (الفقرة ١٧ ـ ١٠) ويأتي بعضه من العالم الخارج عن الارض . غير ان ضياء البرق والفجر القطبي والشهب تتشكل في جونا .

آ) ان **البرق** الذي سنرى في الجزء ٧ شروط تشكله (الفقرة ١٣ ـ ٨) يتخذ الواناً مختلفة (ابيض أو وردي أو بنفسجي) ، وقد أمكن في بعض الحالات دراسته في الموشور الجسمي (الفقرة ١٧ ـ ٨) أو حتى في المطياف ذي الشق (الفقرات ٤ ـ ٤ الى ٤ ـ ٨) وأمكن العثور في اطياف البرق على بعض العصائب والخطوط للآزوت والاكسجين والهدروجين والارغون والجذور OH ، NH ، NO ، الخ .

ب) يصدر **الفجر القطبي** (٧ ، ١٣ ـ ١٠) عدة خطوط وعصائب ناجمة عن غازات الهواء ، وخاصة شعاعة خضراء (5 577Å) توجد في اطياف السدائم الغازية والسماء الليلية ، والتي امكن معرفة أنها ناجمة عن انتقال « محظور[١] » (الفقرة ١٤ ـ ١٥) لذرة الاكسجين المعتدلة . وقد امكن في بعض الاحيان لفعل دوبلر ـ فيزو (الفقرة ١٣ ـ ٩) الواضح جداً ، أن يكشف عن حركات لذرات الهدروجين تقترب فيها من الارض بسرعات تتجاوز ١٠٠٠ كم/ثا .

(١) هو الانتقال $^1S_0$ — $^1D_2$ ، راجع الفقرة ١٤ – ١٣ .

ج) ان الشهب والنيازك ، كبيرها وصغيرها ، تبدو عند دخولها في الجو بسرعتها الكبيرة وكأنها نجوم مسرعة وتكاد تبلغ كواكب القدر الأول (الفقرة ١٧ — ٧) بل وربما غدت أشد ضياءً منها . وان الاشعاع الداخل في إصدارها هو اشعاع المادة الشهابية (Fe ، Si ، Mg ، الخ) التي تبخرت وتهيجت بسبب الكبح المفاجيء الشديد .

١٧ ـ ٥ . ــ *الضوء في البحر* .

أ) عندما تقوم عين السابح (أو جسمية آلة التصوير) بالغطس في البحر أو في بحيرة فإن تشكل الأخيلة لا يبقى كما كان بسبب الفرق بين قرائن الانكسار . وأن أبسط الحالات هي الحالة التي يراقب فيها الانسان من خلال زجاج نافذة مستوٍ ذي ثخن ضعيف (ملامس للماء) ، فبنتيجة اختراق الكاسر الذي يتحقق هكذا ، في استقامة عمودية على النافذة ، تكون الأخيلة قد اقتربت إلى ثلاثة أرباع بعدها الحقيقي (٤ ، ٥ — ١) .

ب) إن نفوذ ضوء النهار داخل الماء تحده ظواهر الامتصاص والانتثار . ويبدو فعل الانتثار الجزيئي مهملاً أمام الامتصاص ، حتى ولو في الماء المقطر حيث يكون لعامل الامتصاص الحقيقي K (الفقرة ٥ — ١١) قيمة دنيا في حدود $0{,}01 \text{ m}^{-1}$ (من أجل $\lambda = 0{,}50\ \mu$) ويبلغ $0{,}1 \text{ m}^{-1}$ نحو $0{,}36$ و $0{,}60\ \mu$ ويتجاوز $1{,}1$ نحو $0{,}75\ \mu$ ، ويوجد علاوة على ذلك عصابتا امتصاص واضحتان من 600 الى 635 ومن 656 الى $670 \text{ m}\mu$. وان انطفاء الطرف الأحمر للطيف المرئي يفسر اللون الأزرق للماء تحت ثخن كبير .

ج) ان هـذا اللون ، الذي ليس له إذن نفس الأصل الذي للون السماء ، يتحول تحولاً يختلف كبراً وصغراً حسب الحالات بتأثير المواد المنحلة أو المعلقة في ماء البحر . وإذا أخـذنا بعين الاعتبار الضوء المنتثر ، فان الانارة الوحيدة

اللون E على مستو أفقي تتناقص تبعاً للعمق x وفقاً للقانون الأسي التقريبي :

$$E \simeq E_0 \exp(-\gamma x) \qquad [١٠١٧]$$

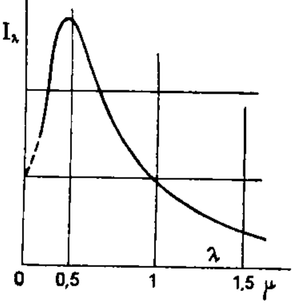
يختلف العامل γ كثيراً حسبما يكون البحر كثير التعكير أو قليله ، وتهبط E الى $E_0/100$ من أجل $\lambda = 0,5\ \mu$ ولقيم من x في حدود ٢٠٠ م في ماء البحر المرشح ويمكن ان تهبط إلى أقل من ١٠ م في جوار الشواطيء .

ب . قياسات الشدة الضوئية وقياسات الشدة الطيفية الفلكية

إن الدور الاسامي الذي تقوم به البصريات في الفلك لا يقتصر على استعمال النظارات الفلكية والراصدات فحسب (٢١،٤ – أ) من أجل رصد الكواكب وحركاتها الظاهرة ، ولا على استعمال الطرق التداخلية أحياناً من أجل تقدير القطر الظاهري لبعض النجوم أو التباعد الزاوي للكواكب المزدوجة (١٦،٤ –٢) وسنرى أي معلومات أساسية تقدم الدراسة الكيفية والكمية للضوء الذي نتلقاه من الشمس ومن غيرها من « الأجرام السماوية » .

١٧ - ٦ . ـــ ضوء الشمس .

أ) إن الاشعاع الذي يصل الينا من الشمس عبر الجو في اثناء الصحو ، يشبه بصورة تقريبية اشعاع الجسم الاسود (٢٠،٢ – ٧) في الدرجة 5 600 °K (الشكل ١٧ – ٣) ولكنه ، مثل ضياء النجوم الأخرى ، يقف منه قسم ما فوق البنفسجي (حوالي 2 900Å) بسبب امتصاص الاوزون له .



الشكل ١٧ – ٣ . منحني التوزيع الطيفي للاشعاع الشمسي، ان قدرة الفصل هنا غير كافية لاظهار خطوط فراونهوفر

ويختزل كثيراً من ناحية ماتحت الأحمر بسبب امتصاص بخار الماء له (الفقرة ١٧ - ٣) ويبين لنا الشكل ١٧ – ٤ (من اللوحة ١٠) التوسع المتزايد لما فوق البنفسجي في طيف الشمس عندما يزداد الارتفاع فوق سطح البحر .

ان الاستنارة الطاقية الكلية التي تتلقاها لوحة عمودية على اشعة الشمس هي في حدود ١ كيلووات /م٢ (٢،٢٤ – ٦) ، واذا اخذنا بعين الاعتبار امتصاص الجو ، فان هذه الاستنارة تكون خارج الجو في حدوده ١،٣٥ كيلو وات/م٢ (أي ٢ حريرة /دقيقة /سم٢) ويكون تركيبها الطيفي قريباً من تركيب اشعاع جسم اسود مسخن في حدود ٦٥٠٠ درجة كلفن .

تعود تقلبات ضوء الشمس بصورة رئيسية الى تقلبات الامتصاص الجوي ، ومع ذلك فان اصدار الشمس يتغير بعض التغير ، وخاصة عند ظهور او عند اختفاء المناطق الواسعة التي هي اقل اضاءة من سائر الشمس (بعشر مرات مثلاً) والتي تسمى **بالكلف** الشمسي .

ب) ان هذا الضوء ذا الطيف المتصل ، يصدر من طبقة سطحية[١] من الشمس تسمى **كرة الضوء** يحيط بها غلاف غازي ضعيف الضغط جداً (كرة اللون) وهذه الكرة الاخيرة تنبي عن وجودها بصورة خاصة بامتصاصها لبعض الشعاعات ، ولذلك يبدو في الطيف الشمسي لدى فحصه بواسطة جهاز ذي قدرة فصل كافية ، خطوط مظلمة تسمى **خطوط كرة اللون** . وثمة خطوط اخرى تسمى **ارضية** هي ناجمة عن الامتصاص الحاصل من قبل غازات جو الارض .

ان جملة هذه الخطوط التي اشير إلى اسمها بحروف ابجدية (الشكل ١٧ –٥

---

(١) هذه الطبقة التي تبلغ بضع مئات من الكيلو مترات هي غازية مثل جملة جسم الشمس بسبب درجة الحرارة المرتفعة ، وهي مضغوطة بسبب الجاذبية الشمسية القوية (بحيث يبلغ ضغطها ١/١٠ جو تقريباً) .

من اللوحة ٢ والجـــدول ١٧ – ١) تؤلف ما يسمى بطيف فراونهوفر Fraunhofer .

الجدول ١٧ – ١
الخطوط الرئيسية لطيف فراونهوفر

الزمر	المنشا	λ (Å)	الزمر	المنشا	λ (A^0)	الزمر	المنشا	λ(A^0)
U	Fe	٢ ٩٤٨	L	Fe	٣ ٨٢٠	E_2	Fe	٥ ٢٦٩
t	Fe	٢ ٩٩٤	K	Ca	٣ ٩٣٤	D_2	Na	٥ ٨٩٠
T	Fe	٣ ٠٢١	H	Ca	٣ ٩٦٨	D_1	Na	٥ ٨٩٦
s	Fe	٣ ٠٤٧	h	H	٤ ١٠٢	C	H	٦ ٥٦٣
S	Fe	٣ ١٠٠	g	Ca	٤ ٢٢٧	B	O	٦ ٨٧٠
R	Ca	٣ ١٨٠	G	Fe,Ca	٤ ٣٠٨	A	O	٧ ٥٩٤
Q	Fe	٣ ٢٨٧	G′	H	٤ ٣٤٠			٧ ٦٢١
P	Ti	٣ ٣٦١	F	H	٤ ٨٦١	Z		٨ ٨٢٨
O	Fe	٣ ٤٤١	b_4	Fe,Mg	٥ ١٦٧	Y		٨ ٩٩٠
N	Fe	٣ ٥٨١	b_2	Mg	٥ ١٧٣			
M	Fe	٣ ٧٢٨	b_1	Mg	٥ ١٨٤			

ـ٥ - تلاحظ بسهولة الخطوط الرئيسية لطيف فراونهوفر بواسطة مطيـاف من نوع عـادي دارج ، ذي موشور يبلغ طول حرفه بضعة سنتمترات أو بواسطة مطياف جيب (الفقرة ٤ — ٦ أ) موجه نحو الشمس عندمـــا يشكل خيال الشمس على شقه الرفيـع .

ملاحظة .ـ إن الشعاعات التي تمتصها كرة اللون تصدرها هذه الكرة أيضاً ، حيث أن شروطها هي شروط « انقلاب الخطوط » (الفقرة ١٣ – ٦) فتبدو هـذه الخطوط عندئـذ مضيئة على قاع أسود إذا رصد حرف الشمس أثناء الكسوف الكلي ، في أثناء الوقت الخاطف الذي يغطي فيه القمر كرة الضوء

بدون أن يغطي كرة اللون ، ويمكن بهذه الطريقة تمييز الخطوط العائدة إلى كرة اللون من الخطوط الأرضية (انظر أيضاً الفقرة ١٧ - ٩ ب) .

إن الضوء الذي تصدره كرة اللون على حافة الشمس ، هو عدا أوقات الكسوف ، يغطيه ضوء كرة الضوء الذي ينثره جونا كما تغطيه عناصر الأجهزة البصرية التي في طريقه . وقد أعطى الفلكي ليو Lyot اهتماماً خاصاً في الجهاز الذي اخترعه لتصوير الطبقة التاجية من الشمس Coronographe ، للتخلص من هذا الضوء الطفيلي تخلصاً وافياً . فاذا استعمل هذا الجهاز في مرصد مبني على مكان مرتفع جداً ، حيث يتخلص الانسان من الانتثار الجوي ، غدا بالامكان أن يدرس ، خارج أوقات الكسوف ، لا طبقة اللون فحسب ، بل **التاج الشمسي** الذي يبدو ذا ضياء ضعيف حول الشمس ويمتد إلى مسافات تبلغ أحياناً عدة أضعاف من نصف قطرها . ويتألف هذا التاج من دقائق وجسيمات مخلخلة جداً تنثر ضوء الشمس .

إن المسجل الطيفي للشمس Spectrohéliographe هو ضرب من موحد اللون (٤ - ١) يشكل على شقه خيال حقيقي S للشمس . ويوجد وراء شق الخروج لوحة تصويرية E ، وهنالك آلية تقوم بتنقيل S و E (بدون تغيير طول الموجة النافذة λ) بحيث يُحصل بالتتابع على اللوحة الحساسة على صور متراصفة لعصابات متجاورة من سطح الشمس . ويؤلف المجموع خيالاً اجمالياً للشمس ، بالضوء الوحيد اللون الذي يختار اختياراً . إن هذه الأجهزة تعطي عن بنية كرة اللون معلومات قيمة .

ونذكر أخيراً أن **موشحات الاستقطاب** التي صنعها الفلكي ليو (الفقرة ٤ - ٢) تصلح بشكل خاص لدراسة سطح الشمس بالضوء الوحيد اللون .

ج) ان دراسة خطوط كرة اللون تظهر مفعول دوبلر - فيزو (الفقرة ١٧ - ٩) وكذلك مفعول زيمان (الفقرة ١٣ - ٨) وهما لا وجود لهما في

الخطوط الارضية . وان التحريض المغناطيسي الذي ينتج هذا المفعول الاخير هو في حدود 5.10^{-3} Wb/m² على مجموع كرة اللون (ويعادل ٢٥٠ ضعفاً من شدة الحقل الارضي في باريس) ويمكن ان تبلغ 0,3 Wb/m² في الكلف . وهذا الكلف من جهة اخرى هو مكان الاصدار الرئيسي للامواج الهرتزية القصيرة من قبل الشمس (٨، ٩–١٤) .

وقد أمكن اظهار فرق صغير (وهو انتقال قدره 0.008 Å نحو أطوال الامواج الكبيرة) بين أطوال امواج الاشعاعات المصدرة في مركز قرص الشمس وبين الاشعاعات التي تصدرها على الارض نفس العناصر . ويعود هذا الفرق ، حسب النظرية النسبية الى وجود حقل ثقالة على الشمس ، أشد بكثير من حقل الثقالة الارضي (الفقرة ١٨ – ١٧) .

د) ان الكواكب السيارة وتوابعها ، ترسل الينا ، بالاضافة إلى اشعاعها الحراري الخاص ، المتوطد خاصة في ما تحت الاحمر ، قسماً صغيراً من ضوء الشمس الذي تتلقاه . وان دراسة خطوط الامتصاص في طيف هذا الضوء تعرفنا على جو الكوكب السيار .

ان عامل الانعكاس الانتشاري (الذي يسمى أحياناً البيدو Albedo ومعناه البياض) يتغير مع طول الموجة ومع مناحي السقوط والرؤية . ويمكن أن يتغير من نقطة إلى اخرى . ففي القمر مثلاً ، تقارب قيمته ١و٠ ، وهو في الازرق اصغر قليلاً منه في الاحمر (٤، ١٧–١٣ ب) .

وفيما عدا ليالي البدر ، فان القسم من سطح القمر الموجه نحو الارض ، والذي لاتنيره الشمس مباشرة ، يرى أحياناً رؤية ضعيفة بفضل مايسمى **بالضوء الرمادي او الاشهب** ، والذي هو أيضاً من ضياء الشمس ولكنه طرأ عليه انعكاسان متتابعان ، اولاً على الارض ، ثم على القمر .

وان طيف **المذنبات** ، الذي يختلف كثيراً عن طيف السيارات ، يحتوي على خطوط وعصائب مضيئة تعزى إلى مفعولات التفلور .

١٧ ـ ٦ . ـ قياس شدة ضياء النجوم[١]

آ) ان الكواكب التي لها قطر ظاهري ملحوظ ، أما بالعين المجردة واما في المناظير (وهي السيارات) يمكن أن تميز فوتومترياً بلمعانها (الفقرة ٢ ـ ٥) ولكن هذا المفهوم لايمكن تطبيقه على النجوم التي نراها دوماً كنقاط .

كانت النجوم تصنف قدماً تصنيفاً حسياً تجريبياً . فالتي تبدو لنا اشدها اضاءة كانت تسمى بذوات **القدر الاول** والتي هي أضعف انارة منها بقليل، من القدر الثاني وهكذا . وخصص القدر السادس للنجوم التي لاتكاد ترى بالعين المجردة . وقد تبين ان هذا التصنيف يقابل تصنيفاً لغريتمياً في السطوع النجمي . ونذكر بأن هذه التسمية تطلق (١٧،٤ – ١٠) على الاستنارة e التي يحدثها ضوء الكوكب ، بعد اجتيازه للجو (في وقت صاح) وتلقيه على حاجز عمودي على اشعته ، أو من قبل بؤبؤ العين الناظرة الى الكوكب .

إذا زاد القدر خمس وحدات ، نقص سطوع الكوكب تقريباً بنسبة ١٠٠ مرة ، فيقابل ذلك من أجل زيادة القدر واحدة فقط نقصاناً في السطوع قدره $2{,}51 = 10^{0{,}4}$ ، وقد استبدل المفهوم التجريبي الحسي للقدر بمفهوم أشد ضبطاً وهو العِظَم: لنفرض أن e و e_0 هما السطوعان النجميان لكوكبين و m و m_0 هما عظاهما ، فنفرض اصطلاحاً :

$$\frac{m - m_0}{5} = \frac{\lg o\ (e/e_0)}{\log\ (1/100)} = -\frac{1}{2}\log\frac{e}{e_0}$$

بنتيجة ذلك تركز قياسات شدة أضواء النجوم على العلاقة الآتية المسماة

(١) ان المعلومات الأولى عن فيزياء النجوم توجد في الجزء ٢ ، الفقرة ٢٠ – ١٥

بعلاقة بوغسن Pogson :

$$m - m_0 = - 2,5 \log (e/e_0) \qquad [٢،١٧]$$

تدل العلاقة [٢،١٧] على ان الأعظام يمكن أن تكون كسرية ، كما يمكن أن تكون سلبية (انظر ما يلي) .

ينتقي اصطلاحاً عظم للمقارنة[١] ، بحيث يمكن الربط على أحسن صورة بين هذا السلم وبين السلم التجريبي « للأقدار » .

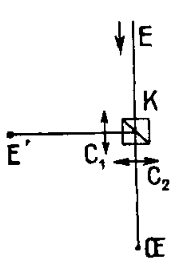
ب) تسمى الأعظام ابصارية ، أو تصويرية أو كهرضوئية حسبما تجري المقارنة بين قيم السطوع بواسطة العين أو بواسطة مستقبلات فيزيائية ، وتختلف قيم العظم في النجم الواحد كلما زاد اختلاف التركيب الطيفي لضوئه عن التركيب الطيفي للنجم العياري . وان الفرق بين العظم التصويري والعظم الابصاري[٢] للكوكب يسمى **دليل اللون** ، وهو ينبؤنا عن الدرجة اللونية للكوكب . ذلك لأن العظم الابصاري للكوكب يتعلق أصلاً بالشدة الضوئية له في جوار الشعاعة 530 m μ (وهي الشدة التي تبلغ فيها حساسية العين حدهـا الاقصى في الرؤية الليلية) والعظم التصويري بشدة الشعاعة 425 m μ (التي تكون فيها اللوحات التصويرية في أقصى احساسها لدى استعمال جسمية تصوير زجاجية ، وهـــذه اللوحات ليست من النوع الحساس على الضوء الاحمر ولا على سلم الالوان الكامل) ان درجات الحرارة اللونية الآخذة بالارتفاع تقابلها نسب من الشعاعات البنفسجية آخذة بالازدياد بالمقارنة مع نسب الشعاعـات الخضراء ، وبنتيجة ذلك أعظام تصويرية آخذة في الضعف بالنسبة الى الأعظام الابصارية (أدلة لونية سلبية) .

---

(١) يؤدي هذا الانتقاء الى اعطاء القيمة $m = 1,1$ الى كوكب الدبران .

(٢) تستعمل ايضاً الأعظام المسماة بالابصارية الضوئية ، ويحصل عليها بواسطة لوحات حساسة على الالوان ما عدا الاحمر ، ومرشحات تجعل الحساسية الطيفية قريبة من حساسية العين .

فلنقتصر على الأعظام الابصارية . ان قياسها يجري مثلاً بواسطة مقياس شدة الضوء بدون لوحة ناثرة (الفقرة ٥ — ٧ ج) يتلقى فيها الوجه القطري لمكعب لومر K (الشكل ١٧ - ٦) من جهة ، ضوء النجم المدروس E (بعد اختراقه لنظارة أو راصدة يكون تجسيمها وعامل نفوذيتها معروفين) ومن جهة ثانية من « كوكب اصطناعي » ′F هو ثقب صغير جداً يضاء اضاءة مناسبة ويجعل في محرق عدسة C_1 تعطي حزمة متوازية. ان الاضواء التي تنفذ من K أو تنعكس عليه ، تؤلف بعد اختراقها للعدسة المجمعة C_2 اخيلة تختلط في نقطة واحدة من بؤبؤ الناظر OE ، وهنالك جهاز تدرج ذو قرن ماصة أو ذو استقطاب (غير ممثل في الشكل) يمكن من تحقيق التوازن الفوتومتري .



الشكل ١٧ — ٦ . — مثال عن مقياس الضوء النجمي مبسط

يعبر المنبع العياري ′E بواسطة كوكب ذي عظم معروف . ولكن القياسات الضوئية النجمية هي عادة قليلة الدقة (الخطأ في m يفوق ١و٠) لأن العين لما كانت تتلقى ضياءً قليلاً ، تكون في ظروف الرؤية الليلية (٤ ، ١٧—١٢) ولأن المقارنات تكون غالباً مختلفة الألوان ولأن صفاء الجو يتغير مع الاحوال الجوية ومع الارتفاع السمتي للنجوم المدروسة .

ج) لدى استعمال صيغة بوغسن نجد مثلاً ٢و٢ لعظم النجم القطبي و —٦و١ لعظم الشعرى التي هي الكوكب الذي يبدو اكثر كواكب السماء ضياءً . وان اقوى الآلات الفلكية مضافاً اليها اشد المستقبلات حساسية ، تمكن من كشف نجوم يتجاوز عظمها التصويري : ٢١ .

لبس ثم مايمنع من تطبيق الصيغة [١٧، ٢] على اجرام اخرى غير النجوم ، فنجد مثلاً $m \simeq -4$ للزهرة عندما تكون في احسن منظوريتها ،

و - ١٢ للبدر و - ٢٧ للشمس . وهذه القيم الاخيرة التي لا تعود إلى منابع نقطية ، تستنتج من قياس الاستنارات التي يولدها الجرم المدروس ومن التقدير باللوكس (وهو امر صعب جداً) للسطوع النجمي لنجم ذي عظم معروف . وقد وجد فابري Fabry : $e_0 \simeq 10^{-5,28}$ lx من أجل $m_0 = 1$ ، ويحمل ذلك ان نكتب لدى استعمال صيغة بوغسون :

$$m - 1 = -2,5 \; (\log e + 5,28)$$

أو :

$$m = -12,2 - 2,5 \log e \qquad [١٧، ٣]$$

حيث e هي باللوكس .

ملحوظة . - اذا عرفنا السطوع النجمي e لكوكب وبعده r عن الارض ، أمكن أن نستنتج من ذلك شدته الضوئية الظاهرية (من خلال الجو) $I = r^2 e$ بوحدات مترابطة (كانديلا ، متر ، لوكس) وهكذا نجد من أجل الشمس ٣ × ١٠^٢٧ كانديلا ، كما نجد اكثر من ذلك بالف مرة في بعض النجوم .

يطلق الفلكيون اسم **العظم المطلق** لكوكب (رمزه M حيث m هي « العظم الظاهري ») على العظم الذي يحوزه الكوكب فيما لو انه لم يكن واقعاً على بعده الحقيقي r ، وانما على البعد الاصطلاحي $r' =$ ١٠ بارسك[1]. فاذا قدرت r أيضاً بالبارسك ، تعطينا صيغة بوغسون :

---

(١) يطلق اسم الاختلاف الظاهري السنوي لنجم على القيمة العظمى p للزاوية التي يرى ضمنها من هذا النجم نصف القطر R لمدار الارض حول الشمس بعد افتراضه دائريا . والبارسك هو بعد النجم الذي يبلغ فيه p ثانية قوسية ويعادل هذا البعد ٣ × ١٠^١٦ م (اي ٣٠٠٠٠ الف مليار كيلو متر) :

$$M - m = -2{,}5 \log (10/r)^2$$

ومنه :

$$M = m + 5 \log r - 5 \qquad [٤١١٧]$$

د) هنالك عدد كبير من **النجوم المتحولة** : وهي في أغلب الاحيان نجوم بسيطة يتغير سطوعها تغيراً يتفاوت في الانتظـــام . ويمكن ان يكون هذا التحول دورياً، مثال ذلك فئة نجوم قيفاوس التي يطرأ عليها انتفاخات ونبضات متتالية (انظر الفقرة ١٧ – ٩ ج) ، ولكنه قد يصادف ايضاً أن الجسم الذي يتغير سطوعه هو نجم مزدوج ، بحيث أن مركبتيه تدوران حـول بعضهما في مـــدار يمر مستويه بالارض ، فهذه النجوم يكسف أحدها الآخر . (مثال ذلك : الغول) .

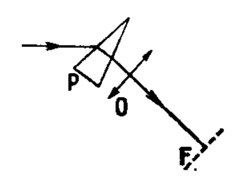
والنوفا (أو النجم الجديد) هو نجم تزداد نورانيته فجأة ، بادئة في الغالب من قيمة ظـاهرة ضعيفة جداً ، وتكون مدة هذا الانفجار في الاغلب قصيرة جداً بحيث أن النورانية التي تصبح في البداية كبيرة جداً ، تنقص وتختفي بعد بضعة أسابيـع . وأن بعض هذه النجوم التي بدت نورانيتها عظيمة الى حد هائل (سوبر نوفا) تخلف وراءها سديماً غازياً (انظر الفقرة ١٧ – ٨ د) .

١٧ ـ ٨ . ـــ الدراسة الطيفية للنجوم .

أ) للقيام بالدراسة الطيفية لضوء النجم ، يمكن ان يشكل له بواسطة نظارة فلكية أو راصدة خيال حقيقي على فرجة مطياف ، فيكون الطيف عندئذ خيطي الشكل لأن خيـال الكوكب لا يضيء إلا نقطـة واحدة من فرجة المطياف . ومن المفيد ، لتحسين طريقة دراسة الطيف ، زيادة عرضه لـكي يصبح شكله كشكل الطيف المخبري . وبفضل عدسة اسطوانية يمكن مختلف الاخيلة

النقطية الوحيدة اللون الى خطوط (المستقيمان المحرقيان : ٤، ١٠ — ٣) ويمكن أيضاً جعل فرجة المطياف موازية للحركة الظاهرة للكوكب وترك خياله يتنقل على طول الفرجة .

لما كانت الحزمة الرفيعة القادمة من الكوكب متوازية سلفاً ، فانه يستغنى عن المجمع أحياناً ويستقبل ضوء النجم مباشرة على موشور P (الشكل ١٧-٧) موضوع أمام جسمية O، ويراقب الطيف في المستوى المحرقي F أو يصور . وينبغي أن تكون الابعاد العرضانية لـ P مساوية على الاقل لأبعاد O ، التي تكون أحياناً أكبر بكثير من أبعاد جسمية المطياف العادي ؛ لذلك **فالموشور الجسمي** كبير الكلفة وتبقى زاويته الثنائية في أكثر الأحيان صغيرة نسبياً ، لذلك فهو قليل التبديد ولكنه يعطي في آن واحد أطيافاً صغيرة لجميع النجوم التي يمكن تصويرها لو لم يكن الموشور موجوداً ، وهذه الاطياف هي أكثر انارة بكثير منها في حالة استعمال مطياف ذي فرجة .



الشكل ١٧-٧ . الموشور الجسمي

ب) لأغلب النجوم ، مثل الشمس ، طيف متصل تتخلله خطوط امتصاص ولبعضها ايضاً (او ليس لها إلا) خطوط اصدار (الشكل ١٧ - ٨ ، اللوحة ١٠) ، وان فحص هذه الاطياف (الفصل ١٤) يعلمنا عن الحالة الطاقية للذرات المصدرة او الممتصة : وهكـــذا امكن ترتيب النجوم حسب حالات تهيجها ودرجات حرارتها المتناقصة ، في اصناف[1] يرمز اليها بحروف اختيرت اعتباطاً

(١) هنالك عـــدة تصانيف ، اشهرها (وهي متقاربة) : تصنيفات مرصدي هارفرد ويركز التي تعتمد على وجود مختلف الخطوط وعلى اهميتها النسبية ، والتصنيف المسمى بتصنيف ياب وشالونج وباربيه ويعتمد على توزع الطاقة في الطيف المتصل .

ويبين الجدول ١٧ – ٢ هذه الاصناف (ما عدا صنفين Q و R خصص الاول للنوفا ، والثاني P للسدائم الغازية ، انظر الفقرة ١٧ – ٨ د) ومع كل صنف منها اشد خطوطه تمييزاً (ويمكن أن تخص هذه الخطوط اصنافاً اخرى ولكن شدتها عندئذ تكون أقل) ونستنتج حدود قيم درجات الحرارة إما من دراسة الطيف المتصل او من الفرق بين العظم الابصاري والعظم الكهرضوئي .

وتنتمي الشمس الى الصنف G .

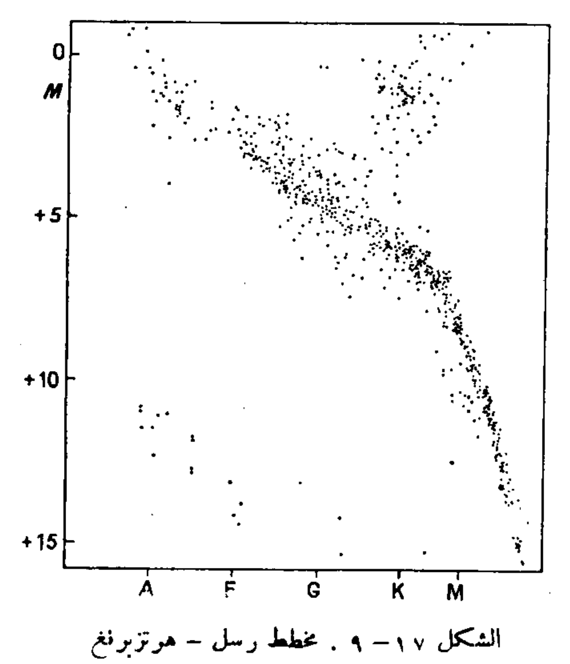
الجدول ١٧ – ٢

التصنيف النجمي لمرصد يـِركِز

الرمز	الخطوط المميزة	درجات الحرارة(°K)	المظهر اللوني
W (وولف رايت)	اصدار: H, He^{+}، He O,C او N مأينة		
O	امتصاص He^{+}		
B	He —	١٢٠٠٠الى٢٥٠٠٠	شديدة البياض
A	Ca^{+}, H —	٨٠٠٠ الى ١٢٠٠٠	
F	H, معادن —	٦٠٠٠ الى ٨٠٠٠	اكثر اصفراراً
G	– معادن عديدة	٤٠٠٠ الى ٦٠٠٠	
K	— —	٣٥٠٠ الى ٥٠٠٠	محمرة
M	– عصائب TiO	٢٦٠٠ الى ٣٠٠٠	
S	Z_2O — —		
C	CN, C_2 — —		

ج) ان دراسة ادق من هذه تبين انه يوجد في كل صنف طيفي فروق تتعلق بالمرتبة المطلقة للنجوم وتمكن تمييز الاقزام بينها من العمالقة ومـــا هو اكبر من العمالقة ، وذلك بترتيب النورانية المتزايدة (التألق) ، فيمكن بهذه الوسيلة تمثيل الكواكب في مخطط ذي بعـدين ويسمى مخطط رسل –

هرتزبرنغ Russell - Hertzsprung[1] (الشكل ١٧ – ٩) وأن أضعف النجوم من كل صنف تؤلف تتابعاً رئيسياً تتناقص فيه الشدة الضوئية بانتظام من الصنف O الى الصنف M . فالعمالقة تقع في الفرع الايمن من المخطط ، وما فوق العمالقة منها في عصابة واقعة في الأعلى.



الشكل ١٧ – ٩ . مخطط رسل – هرتزبرنغ

ان النعوت بالعمالقة والاقزام لا تدل على القيم النسبية للشدات الضوئية فحسب ، بل أنه قد أمكن أيضاً ايجاد القيم النسبية لحجوم النجوم . ففي المنطقة السفلية اليسرى للمخطط تقع كواكب ذوات خواص غريبة جداً ، وهي « الأقزام البيض » ذوات النورانية الضعيفة جداً والكثافة العالية جداً[2] .

أما طيف النوفا (النجم الجديد) فيحوي بعد ظهوره على خطوط مضيئة وعريضة جداً (H ، He ، Ca ، ...) ثم يقترب من أطياف نجوم الصنف W

(١) ينبغي تعديل هذا المخطط فيما يتعلق بمجموعات النجوم المسماة بالمجموعات الكروية : راجع مؤلفاً في الفيزياء الفلكية .

(٢) ان الكتلة الحجمية للأقزام البيض تبلغ عشرات الوف المرات من الكتلة الحجمية للماء (راجع الجزء ٨) .

أو من السدم الغازية .

د) ان السدم ، التي هي قابلة للرؤية في الأجهزة الفلكية ذوات التجسيم الكافي ، تبدو كبقع قليلة الضياء ، وهي تنتمي إلى مجموعتين من الاجرام مختلفتين عن بعضها اختلافاً جذرياً : فالسدم المجرّية التي تنتمي الى نظامنا النجمي وتتألف من سحب غازية أو من جسيمات دقيقة صلبة تحيط في غالب الأحيان بكوكب. والسدم الخارجية ، وهي أكثر عدداً من الأولى وابعد عنا منها . وهذه الاخيرة هي مجموعات نجمية شبيهة بمجرتنا ، وتكون غالباً لولبية الشكل ، وهي تتألف من مليارات النجوم وتمتد على مسافات عشرات الالوف من الاعوام الضوئية .

إن ضياء السدم المجرية يأتي دوماً من الكواكب المجاورة التي هي غالباً ما تكون مغموسة داخل السديم ؛ وإذا كانت هذه الكواكب ليست على درجة كافية من الحرارة لتهييج غازات السديم ، فان السديم يعكس ضوء هذه الكواكب ويعطي طيفاً متصلاً شبيهاً بالطيف النجمي فيسمى السديم عندئذ « سديماً ذا انعكاس »[1] .

عندما تكون هذه النجوم حارة جداً ، يقوم اشعاعها فوق البنفسجي بتأيين غازات السدم أو تهييج تفلورها ، ويظهر في طيف السديم عدة خطوط اصدار (الشكل ١٧ – ١٠ ، اللوحة ٨) ناجمة عن H و He و C و N و O ، الخ . واكثر هذه الخطوط لا يمكن استحصالها تجريبياً أو انه لم يمكن استحصالها إلا مؤخراً. وهي خطوط ممنوعة عادة (الفقرة ١٤ – ١٥) ولكن اصدارها يتيسر بفضل الضغط الشديد الانخفاض (ان كثافة المادة في هذه السدم هي في حدود

(١) يوجد ايضا سدم « معتمة » تمتص ضياء النجوم الواقعة ابعد منها عنا على نفس الاستقامة ، وقد يصادف أنها لا تختلف عن السدم العاكسة إلا لخلوها من النجوم التي تضيء هذه الاخيرة .

١٠^-٢٠^ غ/مم^٣^) ويوجد بينها الخطان الاحمران $6300^{0}A$ و $6363\,^{0}A$ ، والخط الاخضر $5577\,^{0}A$ ،التي كانت تعزى قديماً إلى عنصر افتراضي (نيبوليوم، وهو مجهول على سطح الارض) يعرف اليوم انها ناجمة عن الاكسجين المعتدل. وفي بعض هذه السدم يكون الغاز على طبقات كروية تحيط بالنجم المهيج الحار جداً ، ويبدو المجموع كقرص صغير مضيء ، وتسمى لهذا السبب « بالسدم السيارة » .

للسدم الخارجية عن المجرّة طيف ناجم عن طيوف نجومها،ومن بين الخطوط التي ترى فيها يأتي في الاهمية الخطان H و K للكلسيوم المتأين ، ولفحصها اهمية بسبب السرعات الشعاعية التي يبينها هذان الخطان (انظر الفقرة ١٧ – ٩) .

وان المنابع السماوية العديدة للامواج الهرتزية ، والتي تسمى بالمنابع الراديوية (٨ ، ١٣ – ٩ ب) التي اكتشفت مؤخراً ، يبدو في اغلب الاحيان انها سدم .

١٧ ـ ٩ . — السرعات الشعاعية

أ) ان الدراسة الطيفية لضوء مختلف النجوم لا يعطينا معلومات هامة عن بنيتها الكيمياوية وحالتها الفيزيائية فحسب ، وانما هي تنبئنا ايضاً عن السرعة v التي يتغير بها بعدها عن الارض : ذلك لأن فعل دوبلر ـ فيزو يغير اطوال الأمواج الظاهرة ، بالمقارنة مع الحالة التي تكون فيها v معدومة ، بالمقدار:

$$\Delta\lambda = -\lambda v/c \qquad [١٧ ، ٥٠]$$

حيث c هي سرعة الضوء و $\bar{v}$ تعتبر موجبة عندما يكون ثمة تقارب نسبي . وان انتقال الارض على مدارها يغير v تغيراً دورياً (وخاصة في حالة

النجوم غير الشمس ، التي هي قريبة من مستوى الخسوف والكسوف) تغييراً من السهل اخذه بعين الاعتبار .

ب) ان الاضواء الصادرة عن حافتي الشمس ، في نهايتي قطر من اقطارها (ينتقى بتوجيه مناسب) يظهر عليها بالنسبة إلى الضوء الناجم عن مركز قرص الشمس ، فرق في طول الموجة يقابل سرعة قدرها $v = \pm 2{,}0\,Km/s$ (الشكل ١٧ – ١١ اللوحة ١٠) فينتج من ذلك أن الشمس تدور حول نفسها بمقدار دورة تقريباً في ٢٤ يوماً في منطقتها الاستوائية[١] . وفي جوار محور الدوران (أي في قطبي الشمس) نجد انها تدور دورة واحدة في ٣٢ يوماً تقريباً . ويؤكد هذا الدوران تنقل الكلف الشمسي . أما الخطوط الأرضية (الفقرة ١٧–٦ب) فلا تتأثر طبعاً بفعل دوبلر .

امكن أيضاً بفضل مفعول دوبلر ، دراسة دوران الكواكب السيارة حول نفسها وكذلك دوران حلقات زحل .

ج) ان السرعات الشعاعية للنجوم هي في حدود بضعة كيلو مترات في الثانية او عشرات الكيلو مترات في الثانية . وفي حالة النجوم المزدوجة ، وجد ان الطيفين الحاصلين لها يفترقان دورياً عندما يقترب احد النجمين منا ويبتعد الآخر وبالعكس. واذا كان احد الكوكبين غير مرئي ، فان طيف الكوكب الآخر يظهر وحده متحركاً بحركة ذهاب واياب . وان الكواكب التي تبدو هكذا كانها مزدوجة تسمى « طيفية » ، بعكس التي يمكن فصل مركبتيهما بالملاحظة المباشرة او بقياس الشدة الضوئية (الفقرة ١٧–٧ د) . وان نبضات بعض النجوم المتغيرة ، مثل الطائفة القيفاوية تظهر آثارها ايضاً بتغيرات دوبلرية لطيوفها .

---

(١) بسبب دوران الارض ، يصبح الدوران الظاهري للشمس : دورة في كل ٢٧ يوماً .

د) لقد أمكن أيضاً تبيان حركات دورانية في السدم[١] . وعلاوة على ذلك فانه بينما نرى أن للسدم المجرية ، كالنجوم ، سرعات شعاعية موجبة تارة وسالبة تارة أخرى،فان سرعات المجرات الخارجية التي هي في حدود مئات الكيلومترات في الثانية تنتج في اكثر الحالات (تسع حالات من عشر) من حركة ابتعاد تدريجي ، وذلك ما دفع القس لوميتر Lemaitre الى وضع نظرية ينتج منها ان الكون هو في حالة توسع مستمر[٢].

١٧ - ١٠ . — ضياء السماء الليلية .

يظل في السماء بعض الضوء ولو لم يكن القمر بازغـــاً ، وذلك بعد انتهاء الغسق وخارج المنطقة التي يمكن ان يشغلها الضوء البرجي (الفقرة ١٧ - ٣ د)، يظل في السماء بعض اللمعان ويكون في حدود ١٠^-٨ كانديلا / مم٢ اذا لم يكن ثمة غيوم ، فهو إذن يساوي ١٠٠ مرة من الحد الادنى للمعان القابل للابصار ، وأن الاستنارة التي تنتج منه على الارض هي في حدود ٠,٠٠٠٣ لوكس .

ـ٥ـ اذا وضعنا في ظلمة الليل جسماً معتماً وجعلنا السماء خلفية له ، فان محيطه يصبح قابلاً للرؤية بالتباين بالنسبة الى عين متعودة على الظلمة . وأما طيف هـذا الضوء ، وهو صعب التسجيل ، حتى ولو بواسطة مطياف كبير الفتحـة ، فان فيه ، بالاضافة الى الخلفية المتصلة ، عدداً كبيراً من الخطوط المضيئة من بينهـا الخط الاخضر 5577 Å الذي يوجد في الفجر القطبي (الفقرة ٧ - ٤) وفي السدم الغازية، والخط المزدوج الاصفر للصوديوم ، الخ . وهي ناجمة أولاً ومباشرة من

---

(١) سجل لبعض السدم اللولبية دورة مدتهـــا مائة الف سنة ، وينتج من ذلك في مناطقها البعيدة عن المحور سرعات تبلغ مئات الكيلومترات في الثانية .

(٢) هنالك تفسير آخر يعتمد على افتراض حدوث تضبيع في طاقة الفوتونات على طول المسير .

النجوم المرئية وغير المرئية وثانياً من الانتشار الذي يحدثه الفضاء الذي بين النجوم ومن جو الارض نفسه ومن اصدار حاصل في الجو بنتيجة التهيجات الالكترونية أو الضوئية النهارية ، الناجمة عن الشمس (الفقرة ١٧ – ٤ ب) .

ج . الضوء في الكيمياء وفي البيوفيزياء

١٧ - ١١ . — الضياء والحياة .

الحياة ممكنة في حال فقدان حس البصر ، ولكنها لا تكون كما نعرفها اذا لم يكن هنالك إشعاع ، ولا سيما بدون الطاقة التي تأتينا من الشمس . وان تحول هذه الطاقة الى حرارة يمكّن من المحافظة على درجة الحرارة على سطح الأرض (٢٤٠٢ – ٦) كما يمكّن من حصول الغيوم ،وكذلك بواسطة التفاعلات الكيماضوئية ، من تغذية جميع النباتات تقريباً ، وبالنتيجة من تغذية الحيوانات. ولن نعطي عن هذا الموضوع الواسع سوى ايضاحات موجزة .

وقبل ان نتكلم عن التفاعلات التي يسببها الضوء، نذكر ان بعض التفاعلات الاخرى ، هي بعكس ذلك (كالتأكسد) يرافقها اصدار اشعاعات (الفقرة ١٣ – ١) وهذا التلألؤ الكيمياوي هو المسبب للأنوار الخضراء التي تصدرها الحشرات المضيئة كاليراعة (وليس فيها تحت الاحمر ولا فوق البنفسجي) وهي اناث بعض الحشرات وليس لها أجنحة والحباحب والقطرب وبعض البرزويّات التي تجعل البحر « متفصفراً »[١] .

---

(١) ليس لهذا التعبير هنا نفس المعنى الذي له في الفقرة ١٣–٧ .

١٧ ـ ١٢ . — الكيمياء الضوئية . التخليق الضوئي

أ) إن تأثر لوحات التصوير من الاشعة (١٨٤ - ١) وتشكل الأوزون من الاكسجين بتأثير الشعاعات فوق البنفسجية (الفقرة ١٧ - ٣ب) هي امثلة للافعال الضوئية الكيماوية . ويمكن تصنيف هذه الافعال في زمرتين: ففي الاولى منها يقتصر دور الضوء على دفع عجلة التفاعل الكيماوي الذي يرافقه تحرير طاقة أعظم بكثير من طاقة الشعاعة الساقطة . وقد يتفق ان يقف التفاعل في عين الوقت الذي تقف فيه الانارة .

-ه- هذا مايحدث عندما نعرض الى انارة ضعيفة مزيجاً من حجمين متساويين من الكلور ومن الهدروجين الجافين . فيتحول المزيج تدريجياً الى حمض كلور الماء ، مع انتشار حرارة .

ويصادف أحياناً ان التفاعل المنبعث يستمر من تلقاء نفسه بشكل انفجاري (مثال ذلك المزيج السابق إذا عرض الى ضوء قوي غني بالاشعة فوق البنفسجية كضياء الشمس مثلاً) .

ب) في الزمرة الثانية ، تمتص التفاعلات الحادثة (ولو في مرحلتها الاولى على الاقل) طاقة تأخذها من الاشعاع . مثال ذلك :

$$3\ O_2 \rightarrow 2\ O_3$$

$$2H_2O \rightarrow 2\ H_2 + O_2$$

يطلق اسم المردود الضوئي الكهربائي لتفاعل كهذا ، على النسبة بين الطاقة الحرة W_l (٨٢، - ٨ ج) التي تكتسبها الجملة الكيميائية والطاقة الاشعاعية الكلية الممتصة W_a ، والفرق $W_a - W_l$ يتحول الى حرارة .

على انه اذا كان التحول الاصلي الطارىء على ذرة أو على جملة من الذرات

بتأثير ضياء وحيد اللون تواتره v يقابله زيادة قدرها W في الطاقة الحرة ، فان هذا التحول لا يكون ممكناً إلا إذا كان كل كم $h\nu = hc/\lambda$ (حيث h هي ثابتة بلانك و c سرعة الضوء) اكبر من W ، ويعطينا ذلك من أجـــل طول الموجة الشرط :

$$\lambda \leqslant \frac{hc}{W} \qquad [٦،١٧]$$

وهكذا يتفسر لنا لماذا كانت الشعاعات ذات الاطوال الموجية القصيرة تقوم بدور خاص في الكيمياء العضوية .

نحصل على W بأن نقسم على عدد افوكادرو $\mathcal{N} \simeq 6 . 10^{26}$ (٢،٩ - ٣) الطاقة العائدة لتحول جزيء كيلو غرامي .

ولكن ثمة صعوبة تظهر غالباً ، ناجمـــة عن ان التفاعل الاجمالي الملحوظ يمكن ان ينتج من تحول اولي ، مجهول في الغالب (تنطبق عليه الاعتبارات السابقة فقط) ومن تحولات لاحقة ناشرة للطاقة . فمثلاً : لدى تشكل حمض كلور الماء ، يمكن أن يكون التحول الأصلي تحللا للجزيئات H_2 (او Cl_2) الى ذرتين ؛ ويمكن التفكير ايضاً في بعض الحالات في تشطير ضوئي (الفقرة ١٤ - ٦ ج) للغازات الموجودة .

ج) ثمة تفاعل ضوئي كيماوي هام جداً : هو التخليق الضوئي او تمثـــل النباتات الخضراء لعنصر الكربون الذي تستمده من غاز الكربون في الهواء ، فتحيله داخلها إلى غلوكوز او نشاء او سلولوز ، الخ ...

وهذا التفاعل ينظم حياة النباتات ، وبالنتيجة حياة الحيوانات التي تتغذى منها[1] وقد مكن ايضاً من تكوين احتياطات من الفحم والنفط .

---

(١) تبذل المساعي الآن في تطوير التنمية السريعة لبعض الطحالب المائية (كلوريل) كغذاء مساعد .

وبالرغم من أن قسماً من الفحم المثبت يتحول الى CO_2 بتنفس النبـاتات ، وان نسبة هذا الغاز في الجو من جهة أخرى هي ضعيفة جـداً (نصف بالألف حجماً ، أي ما يعادل غراماً واحداً في المتر المكعب) فان تثبيت الفحم يبلغ في نباتات العلف حتى ٥ أطنان من الكربون في الهكتار الواحد سنوياً . واذا اعتبرنا مساحات متساوية في البر والبحر ، فيبدو ان أهميته في البحر هي أكبر منها في اليابسة . وقد قدر من أجل كامل الكرة الارضية ان التثبيت السنوي للكربون يبلغ ١٧٥ ملياراً من الاطنان من الكربون[١] . وهـذا التمثل يرافقه انتشار الأكسجين ، وان أبسط صيغة للتخليق الضوئي هي صيغة تشكل الألدهيد المتيلي :

$$CO_2 + H_2O \rightarrow HCOH + O_2 \qquad [٧،١٧]$$

يعقبها « بلمرة » يتشكل منها الغلوكوز $C_6H_{12}O_6$ أو غيره من هـــدرات الكربون. ولكن لم يمكن البرهان على تشكل الالدهيد هذا وقد عدل عن هذه الفكرة اليوم .

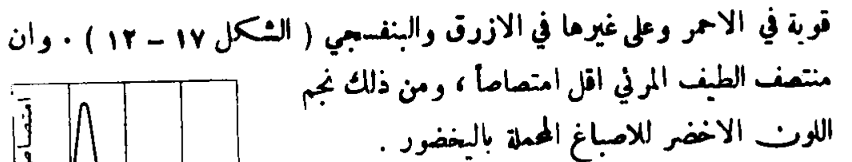
لم تتضح إلا في السنوات العشرين الاخيرة معلوماتنا عن الدور الذي تقوم به أنواع اليخضور [٢] في عمليات التخليق الضوئي . وهي مواد معقدة محتواة في الاقسام الخضراء من النباتات ، ووجودها داخل الخلايا الحية لازم من أجـل حصول التفاعلات التي ندرسها الآن [٣] . ويحوي طيفها على عصائب امتصاص

---

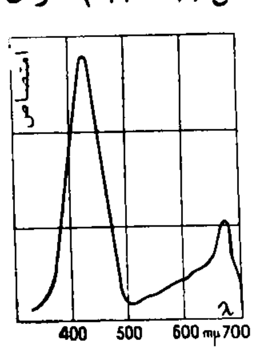
(١) مع كل ذلك ، ان ما يستخدم من الاشعاع الشمسي الذي تتلقاه الارض لايزيد على جزء صغير ربما لا يتجاوز ١ من ١٠ آلاف .

(٢) يعرف قرابة عشرة انواع مختلفة من اليخضور اكثرها انتشاراً هما اللذان صيغتاهما : $C_{55}H_{72}O_5N_4Mg$ و $C_{55}H_{70}O_6N_4Mg$.

(٣) هنالك انواع اخرى من التخليق الضوئي تسببها بكتريات خضراء او ارجوانية وهي تحوي جميعها على نفس المادة الخضراء (المسماة باليخضور البكتيري) ويعطي لونها=



قوية في الاحمر وعلى غيرها في الازرق والبنفسجي (الشكل ١٧ – ١٢) . وان منتصف الطيف المرئي اقل امتصاصاً ، ومن ذلك نجم اللون الاخضر للاصباغ المحملة باليخضور .



الشكل ١٧ – ١٢ . عامل الامتصاص بدلالة طول الموجة لمادة اليخضور المحلول في الحلون

–٥– تؤخذ اوراق السبانخ وتجفف في فرن التجفيف ثم تسحق مع الكحول أو مع الحلون ويرشح السائل الأخضر ويفحص بالمطياف . فيرى طيف امتصاص مزيج اليخضور (وغيره من أصباغ الاوراق) .

ان الاكتشافات الأخيرة هي على صلة وثيقة باستعمال نظائر الكربون أو الاكسجين مثل ^{11}C ، و ^{14}C و ^{18}O التي تتصف بالنشاط الاشعاعي . ويمكن ذلك من تعيين منتجات التفاعل الذي تبقى فيه[1] . ويبدو اليوم ان التخليق الضوئي يحدث في طورين اساسيين . فالطور الاول وحده يقتضي وجود الضوء ، ويحصل فيه تركيم للطاقة بواسطة اليخضور[2] مع تثبيت الهدروجين الموجود في ماء النباتات او اطلاق الاكسجين **الناجم عن هذا الماء** (لا عن CO_2) . وفي الواقع أننا إذا جعلنا بعض الطحالب من نوع كلوريلا مثلاً ، تمتص بحضور CO_2 كمية من الماء حاوية على ^{18}O ، فان التمثل اليخضوري يحصل (بالضوء) ويحرر في بضع ثوان الاكسجين الحاوي على النظير ^{18}O .

= في البكتريات الارجوانية صبغة اخرى ، وهذه البكتريات قادرة بتأثير الضوء على تثبيت الكربون من CO_2 ، في نفس الوقت الذي تؤكسد فيه مركباً كبريتياً مثل H_2S او مرجعاً مناسباً (غير الماء) .

(١) سنتكلم في الجزء ٨ عن هذه الاستعمالات للعناصر المشعة المسماة بـ «المعلمة »

(٢) لقد امكن تقدير عدد الكمات في الشعاعات الفاعلة اللازمة لتثبيت ذرة الكربون تثبيتا نهائياً (وهذا العدد هو ارنعة لاواحد) PO_3H_2

أما إذا بخلاف ذلك لم يكن الماء حاوياً على هذا النظير وكان غاز الفحم يحويه، فان الاكسجين المنطلق لايحتوي عليه .

وأما الطور الثاني ، فيمكن أن يحدث حتى في الظلام. وهو في الواقع ناشر للطاقة . ويقوم على ارجاع لـ CO_2 من قبل اليخضور المنشّط (أو من قبل وسيط ناقل للهدروجين) مع تثبيت الكربون على بعض مكونات الخلايا النباتية . وقد أمكن التحقق من هوية أحد نواتج هذا التفاعل بصورة اكيدة (باستعمال CO_2 الحاوي لـ ^{11}C أو ^{14}C) ألا وهو الحض الفصفو حلويني[١] . فيتشكل في بضع ثوان ابتداءً من اللحظة التي جعل فيها النسيج اليخضوري (بعد تعريضه للضوء) في حضور CO_2 ، وبعد أقل من دقيقة من ذلك يكون النظير المشع قد انطلق في عدة مواد كيماوية مختلفة : حموض ، مواد سكرية ، بروتينية ، دسمة ... ومن البديهي ان هذا الطور الثاني اذا حدث بمعزل عن الضوء فانه يقف متى استنزفت الاجسام الوسيطة كلا من الطاقة والهدروجين المثبت خلال دورة الانارة .

١٧ ـ ١٣ ・ — الافعال البيولوجية الاخرى للشعاعات

ان الافعال التي سنتكلم عنها تعين غالباً ، ولو في تقريب أولي ، أما بالجداء $k.E^*t$ أو بالجداء $k.\mathcal{P}.t$ ، حيث E^* هي الاستنارة الطاقية للسطح (الذي مساحته S) الذي يجري عليه ، و $\mathcal{P}=E^*S$ الاستطاعة التي يتلقاها و t مدة التعرض للشعاعة و k عامل الفعالة (المردود) من اجل استعمال معين) وهو يتغير مع طول الموجة وحسب الأحوال (انظر مايلي) ، وتسمى كل من هاتين الكميتين : جرعة التشعع .

---

(٣) الصيغة هي :

$$\begin{array}{c} \quad PO_3H_2 \\ \quad | \\ CH_2O - CH - COOH \\ \quad | \\ \quad OH \end{array}$$

أ) –٥ – اذا عرضنا لطيف مصباح بخار الزئبق في الكوارتز مستنبتاً للعفن رأينا بعد بضع ساعات أن نموه ، الذي هو طبيعي في القسم المرئي من الطيف ، يكون متوقفاً تماماً في منطقة ما فوق البنفسجي ابتداءً من ٣١٠ ملّي مكرون تقريباً ، ويكون المفعول الاعظم (مع تساوي الجرعات الطاقية) في ٢٦٠ ملّي مكرون .

أمكن بيان ان الحييّات اذا عرضت لجرعات متهاودة من الاشعاع فوق البنفسجي فانها لاتموت ولكنها تصبح غير قادرة على التوالد ، وذلك على الغالب بنتيجة تحول فوتو كيميائي للبروتينات النووية التي في الخلايا . يستفاد من هذا الفعل لتعقيم الماء وبعض الاغذية .

ب) إذا تعرض الانسان والحيوانات العليا للأشعة فوق البنفسجية حصل لهم التهاب في الجلد (ضربة الشمس والحامى) وقد يصاب بالتهاب النسيج المنضم[١]. يبدأ فعل الضوء من ٣٣٠ ملي مكرون ويمر منحني الفعالية الحامية بنهاية عظمى قرب ٣٠٠ ملّي مكرون وبنهاية ثانية عند ٢٥٠ . وان طبقة الاوزون في اعالي الجو (الفقرة ١٧ – ٣ ب) تقوم بدور وقاية بامتصاصها لما فوق البنفسجي الشمسي .

غير ان الاشعة فوق البنفسجية اذا عيرت تعييراً مناسباً كان لهـا أفعال علاجية في مداواة بعض الآفات الجلدية ، وخاصة في الكساح . فبعد ان تخترق الجلد ، تقوم الشعاعات التي تقع أطوال أمواجهـا بين ٣٢٠ و ٢٨٠ ملي مكرون (ويحسن التخلص بواسطة مرشحة من الشعاعات التي هي أقصر منها) بتحويل الستيرول التي توجد في النسج السطحية الى فيتامين D المضاد للكساح .

(١) ان الاحتياطات التي ينبغي اتخاذها لدى استعمال منابع الضوء فوق البنفسجي قد ذكرت في الجزء ٤ (الفقرة ١ – ٦ د) .

وهذا الفعل الفوتوكيماوي يمكن أن يحصل خارج المخلوقات الحية ، وهو يستعمل في صنع الاغذية الحاوية على الفيتامين .

ان الجرعات الحامية للاشعاع فوق البنفسجي ، التي تفيد ايضاً في قياس الفعل المضاد للكساح تقدر اصطلاحاً بالجداء kE^*t الذي تقدم اعتباره . والوحدة المعتبرة تسمى فنسن Finsen تقابل طاقة في السنتمتر المربع قدرها ٠٫٠٦ ملي جول ، (أي مثلاً استطاعة قدرها ١٠ مكرو وات تؤثر خلال دقيقة واحدة) اذا كان طول الموجة ٢٩٧ ملي مكرون . او الى طاقة طول موجتها مختلف عن ذلك تحدث مفعولاً معادلاً .

ج) من المعلوم ان اشعاع الشمس يصل حتى قرب ٢٩٠ مللي مكرون (الفقرة ١٧ – ٦) ومن هنا نجم الفعل الضار أو المفيد ، حسب الاحوال ، « للحمام الشمسي » والذي له تأثير محسوس خاصة في أعالي الجبال .

وان الشعاعات المرئية أو تحت الحمراء ، التي أصلها من الشمس أو من غيرها ، ليس لها ربما سوى تأثير حراري صرف يتدخل حتى عمق معين ، تقريباً مثلما تفعل الحرارة النافذة في حالة الاشعاعات النافذة (تحت الاحمر الادنى) ، فاذا كانت الجرعة معتدلة ، كان هذا الفعل مفيداً « التئام الندوب » أما إذا كان المنبع عظيم الشدة (كالافران العالية الحرارة) فانه يصبح خطيراً .

د) ان الاشعاعات السينية واشعاعات غاما ، قد يكون لها على المادة الحية آثار ضارة (كالحروق أو توليد السرطان) ويزداد خطرها لأنها لاتظهر إلا بعد أمد يمتد من بضعة أيام إلى عدة شهور . تقدر جرعات هذه الاشعاعات بالجداء kPt الذي سبق ذكره اعلاه بالرونتغن ، وتقابل هذه الوحدة ، حسب التعريف ، الطاقة التي تطلق في ٠٫٠٠١٢٩٣ غراماً من الهواء ايونات تنقل وحدة كهربائية راكدة سغثية لكمية الكهرباء من كلا الاشارتين

(الفرانكلن ، الجزء ٤ ، الفقرة ١ ـ ٧) .

ان الاشعاعات الطبيعية تعرض جسم الانسان الى تشعع دائم قيمته في حدود بضعة ملي رونتغن في كل ساعة عمل ، خلال ٤٠ ساعة في الاسبوع ، تبقى أيضاً بلا ضرر .

ان بعض الأعضاء (كالعينين ومخ العظام والطحال) هي حساسة بصورة خاصة على الاشعاع . إلا أنه يطبق بصورة استثنائية جرعات تبلغ عدة من الرونتكن مركزة في نواح معينة من الجسم حسب اللزوم ، من أجل الفحص الشعاعي أو لمعالجة بعض الاورام . ويبدو أنه يمكن المضي حتى ٢٥ رونتكن على مجمل الجسم بشرط أن يترك للجسم امكان تعويض الأضرار الحاصلة ، باستراحة طويلة كافية .

ولا بد من استعمال اجهزة قياس الجرعات في مصالح المعالجة بالاشعة وكذلك في مصالح الفيزياء النووية (راجع الجزء ٨) .

١٧ ـ ١٤ . ـ مبادىء تقنية الانارة

أ) إن فن الانارة ، الذي كان في البداية تجريبياً وحسياً فقط ، قد اخذ يتصف بالصبغة العلمية تدريجياً . وهو اليوم يعتمد على المفردات والوحدات والطرائق الفوتومترية (الفصل ٥) .

هذا ويجهد فن الانارة ، بفضل استعمال منابع ضوئية حسنة الانتقاء والتوزيع ، مع اضافة سطوح عاكسة أو ناثرة مناسبة اليها ، في أن يحقق بادنى

(١) ان طهي بعض الاجسام ، او تجفيف بعض السطوح بالاشعاع تحت الاحمر يعتمد على هذا النفوذ الى عمق كبير .

كلفة ممكنة انسب الاستنارات والتباينات التي توافق نشاط الانسان وراحته .

ان استعمال ضوء النهار ، الذي هو في غالب الاحيان وافر ، بل اكثر من الوافر ، فيه من المشاكل اقل مما في الانارة الاصطناعية التي سنكتفي هنا بدراستها وحدها .

ب) لقد سبق ان اعطينا معلومات عن بعض منابع الضوء في الجزء ٤ (الفقرة ١ – ٦) ويضم الجدول ١٧ – ٣ معلومات اخرى .

الجدول ١٧ – ٣

المميزات المقارنة لمختلف المنابع الضوئية

(حدود القيم)

المنبع	اللمعان كانديلا / م^{٢} (نيت)	درجة الحرارة اللونية (K)	المردود لومن بالوات المستهلك
الشمعة	$١٠^{٤}$		
مصباح اوير (بضغط منخفض او عال)	٥ الى ٨×١٠^{٤}		١٫٢ الى ٢
المصباح ذو الشعيرة الفحمية (في الخلاء)	٨×١٠^{٥}		
〃 ذو شعيرة التنغستين 〃	٢×١٠^{٦}	٢٥٠٠	٨ الى ١٠
〃 〃 〃 (في غاز عاطل)	$١٠^{٧}$	٣٠٠٠	١١ الى ٢٠
القوس الفحمية العادية	$١٫٦ \times ١٠^{٨}$	٣٨٠٠	٦ الى ١٠
〃 〃 ذات الفحوم الشديدة	$١٠^{٩}$		٢٠
قوس الزئبق بضغط متوسط	$١٠^{٧}$		٥٠
قوس الزئبق بضغط عال	٥×١٠^{٨}		٦٥
مصباح بخار الصوديوم	$١٫٥ \times ١٠^{٤}$		٥٥
مصباح التفريغ ذو الغلاف المتفلور	٥ الى ٧×١٠^{٣}		٥٠ الى ٨٠
الشمس من خلال الجو وفي وقت صاح	$١٫٦ \times ١٠^{٩}$	٥٦٠٠	

يكاد يكون الاعتماد اليوم على التنوير الكهربائي وحـــده بسبب سهولته ورخصه . وان الاقواس الفحمية (١٧،٦ – ١٦) التي تتطلب صيانة كثيرة لم تعد تستعمل سوى في اجهزة الاسقاط وفي المنارات (١٨،٤ – ١٣) حيث يكون للمعانها الكبير فائدة قيمة .

وقد استبدل بمصباح التوهج ذي الشعيرة الفحمية والذي في داخله خلاء ، المصابيح التي شعيرتها من التنغستين وهي عند تساوي الاستطاعة اطول وادق لأن المقاومة النوعية للتنغستين اضعف بكثير من المقاومة النوعية للفحم الكاتب (الغرافيت) وكان داخل هذه المصابيح خلاء في اول الامر ثم جعل فيها جو من الآزوت ثم من الارغون او الكريبتون . وهكذا أمكن مع المحافظة لها على عمر مقبول [١] هو في حدود الف ساعة من العمل النظامي مثلاً ، رفع حرارة الشعيرة الى درجة أعلى (لأن الغاز الذي يحيط بالشعيرة يؤخر تبخرها) وهذا يجعل لون الضوء الصادر قريباً من لون ضوء النهار (راجع الفقرة ٦–٥) ويحسّن الفعالية الضوئية (المردود) (٢٠،٢ – ٧ و ٢٠ – ٨) .

ج) نذكر بأن هذه الاخيرة هي نسبة التدفق الضوئي المصدر على الاستطاعة الكلية المشعّة . ولكن المستفيد من الضوء يدفع ثمن الاستطاعة الكهربائيـــة المستهلكة (مع الاخذ بعين الاعتبار لتضييعات الحرارة في المصباح واحياناً في المقاومات او المحولات الموضوعة معه على التسلسل) ولذلك ينبغي ان ينسب الى هذه الاستطاعة المردود المبين في العمود الاخير من الجدول ١٧ — ٣ ،

---

(١) ان الشعيرة الحارة تتبخر شيئاً فشيئاً ، فتزداد بذلك مقاومتها الكهربائية ، ثم تنقطع بنتيجة زيادة محلية في الحمو ، وهذا الانتكال يتسارع اذا خضع المصباح لفرق كمون اعلى بكثير من التوتر الذي اعد لاجله . وقبل الانقطاع بمدة تتفاوت حسب الاحوال يقوم المعدن المتبخر الذي توضع على الجدار الداخلي للحبابة الزجاجية بتكوين طبقـــة ممتصة تنقص التدفق الضوئي .

ويكون هذا المردود اكبر أيضاً في المصابيح ذوات الجو الغازي فيما لو لم تكن حباباتها بسبب الحمل الحراري للغازات اسخن بكثير من حبابات مصابيح الخلاء .

الكفاءة

وليس المردود هو وحده ماينبغي اخذه بعين الاعتبار لدى تقدير سعر كلفة النور ، لأن هذه الكلفة تتعلق أيضاً بكلفة الطاقة الكهربائية المستهلكة وبسعر شراء اجهزة الانارة وبمدة عمرها . ان ضوء مصابيح الجمرة الصوديوم أو الزئبق (١٤، - ٦ ه و ٦ ، ١٧ - ١٧)الذي هو اقتصادي جداً ليس قابلاً للاستعمال إلا عندما يكون تركيبه الطيفي،الذييمنع من اعطاء تعبير صحيح عن الالوان ليس منه محذور كبير . فتستعمل مثلا في انارة الطرق .

ينتشر الآن استعمال مصابيح التفريغ (١٧،٦ - ٢١) ذات الغشاء المتفلور (١٦ - ٧ د) وان تركيبها في أمكنتها ينبغي أن ينال عناية كبيرة لتجنب كل خفقان مرئي يسبب الازعاج .

د) إذا وجد في حقل الرؤية مناطق ذات لمعان أو شدة عاليين ، نجم عن ذلك افعال الغشاوة وانبهار النظر أو على الاقل تقلص البؤبؤ (١٧،٤ — ٨) وتلك امور يحسن اجتنابها. ومن المعلوم أن ثمة صعوبةفيالقيادة الليلية للسيارات عند تقابلها مع بعضها .

ان لمعان كثير من المنابع الضوئية ، وخاصة من بين الحارة جداً منها ، يتجاوز الحد الأعظم الذي يعتبر مسموحاً به ، وهو في حدود ١٠^٦ نيت . ويتغلب على هذه المشكلة باستعمال سطوح ناثرة أو عاكسة معتمة يكون دورها بالاضافة إلى ذلك ، هو توجيه الضوء لتوزيعه على اكمل وجه على السطوح التي يراد تنويرها ، وعند الاقتضاء لايقاف الاشعاعات الضارة (فوق البنفسجي) وحماية الاجهزة الضوئية من تقلبات الطقس ، وأحياناً لتساهم في تزيين الامكنة.

وتستعمل لهذه الغاية مرايا (هي في أغلب الاحيان معدنية) وأغلفة في غالب الاحيان غير كروية ، من الزجاج غير الشفاف أو الشفاف ولكن المخطط بخطوط واخاديد. والمهم هو ان تبقى هذه الاجهزة نظيفة من الغبار والاوساخ.

تسمى الانارة غير مباشرة عندما لايصل من المنبع الى عين الناظر أي شعاع بدون أن يطرأ عليه انعكاس ناثر ، على السقف الابيض مثلاً . وهكذا يمكن توليد استنارة منتظمة تماماً (مع تخفيف في الظلال الى حد يصبح أحياناً مزعجاً) ويسبب ذلك تضييعاً هاماً في الضوء .

أما مسقطات الضوء ، التي هي بعكس ذلك ذات انارة موجهة جداً ، فانها تستخدم في التفتيش عن اهداف (للجيش والبحرية والطيران) أو لبيان الاتجاه (المنارات) أو اكتشاف عقبات (السيارات) ويكثر استخدامها في اظهار الابنية الاثرية والنصب أو الزخارف النافرة .

ﻫ) لدى وضع تصميم للانارة يمكن تكوين فكرة مقربة عن التدفق الضوئي اللازم بتكوين جداء الاستنارة المرغوبة بمساحة السطح الذي يراد انارته ، مع الاخذ بعين الاعتبار ، بقدر الامكان ، لتضييعات الضوء بالانعكاس أو النفوذ . وان الاستنارة الدنيا اللازمة تختلف حسب نوع المكان، حسبما يكون مكان مرور غير خطر (بضعة لوكسات) الى قاعة مطالعة (٣٠ الى ٥٠ لوكس) الى الامكنة التي تجري فيها أعمال دقيقة وتحتاج (الى ١٠٠ لوكس أو اكثر) .

إن اختيار طبيعة المنابع الضوئية التي ستستعمل وعددها واستطاعتها وامكنتها واجهزتها المساعدة يطرح مسائل مختلفة حسبما يكون المكان مكتباً أو واجهة مخزن أو معملاً أو رصيف ميناء او شارعاً أو طريقاً... ومن الحكمة من أجل محاولة حل هذه المسائل أن يستعين الانسان بخبير وهو مهندس الانارة.

* * *

تمارين

١٧ – أ يبلغ نصف قطر الشمس R : ١٠٩ مثلاً من نصف قطر الأرض، وتدور حول نفسها بدور يبلغ ٢٧ يوماً . يشكل على فرجة كاشف الطيف ذي التبدد النظامي ، خيال للشمس قطره 0,5 mm ، موجه بحيث أن محور الدوران يرتسم في مستوي الفرجة (الشق) وعمودياً عليها . ماهو شكل خطي الامتصاص D للصوديوم الناتجين من الشمس ، مع العلم بأن خطي الصوديوم D ($\lambda = 5890\,\text{Å}$ و $\lambda = 5896\,\text{Å}$) تفصل بينها مسافة قدرها $\Delta s = 2{,}97$ m m ? يهمل مفعول دوبلر العرضاني .

١٧ – ب اذا قبلنا بأن العين ترى حتى النجوم التي عظمها $m = 6$ ، وأن بؤبؤها يبلغ قطره $d = 7$ mm ، فكم ينبغي أن يكون القطر D لجسمية نظارة تمكن من رؤية النجوم التي عظمها $M = 16$?

١٧ – ج ١ً . – كيف تصبح الصيغة [١٨،١٢] التي تعطي قرينة الاهتزازتين الدائريتين اللتين تنتشران في وسط خاضع لتأثير حقل مغناطيسي ، إذا كان هذا الوسط يتألف من غاز متأين بكامله .

٢ً . – إن الاشعاع المستقطب استقطاباً مستقيماً ، الذي طول موجته λ_0 ، والصادر عن مجرة راديوية ، يخترق منطقة طولها L ، مؤلفة من الغاز المتأين الموجود بين النجوم ، والذي يحوي على N الكتروناً في المتر المكعب ، وحيث يوجد حقل تحريض مغناطيسي B يوازي خط التسديد . ماهي الزاوية α لدوران الاهتزازة ؟

معطيات : $\lambda_0 = 10 cm$ ، $N = 10^6 m^{-3}$ ، $L = 10^{16} m$ ، $B = 10^{-9}$ *teslas*

١٧ – د ان اشعاعات الهدروجين الذري ، التي يصدرها سديم الجوزاء (أو الجبار) لاتسمح بالحصول على اهداب تداخل مرتبتها p أعلى من 10^4 . ماذا يمكن أن نستنتج بشأن درجة الحرارة T لهذا المنبع ؟

١٧ – هـ يتألف مقياس لشدة الضوء من عدسة لالونية Ob مجهزة في مستويها المحرقي بمصوب Oe أصغر من بؤبؤ العين ومركز على محرق Ob . يبلغ القطر الظاهري لهذا المصوب ، لدى رؤيته من المركز البصري لـ Op : $\alpha = 1° 7' 42''$. ويضاء نصف Ob بمنبع ضوئي بعيد S ، والنصف الثاني مغطى بسطح ناثر موجه على ٤٥° يتلقى من خلال قرنة ماصة معيرة C ، ضوء منبع مساعد ثابت S_0 . والمجرب الملاحظ ، وعينه في Oe يلاحظ رقعتي Ob ويجعلها على نفس اللمعان L بواسطة تنقيل القرنة .

يوجه بالتتابع محور Ob نحو منطقة S_1 من السماء الليلية لمعانها L_1 ، خالية من النجوم التي يمكن رؤيتها بالعين المجردة ، ثم نحو نجم المقارنة S ، يكون سطوعه E ، بينما لايزال صدر السماء على لمعانه L ولا يُرى اي نجم آخر في حقل الجهاز .

ولتكن R النسبة بين لمعاني الرقعتين في Ob لدى التوازنين الفوتومتريين ، في الحالة الثانية وفي الحالة الاولى .

١ً . – احسب النسبة E/L بدلالة R ،

٢ً . – اذا علمنا أن S_1 يبلغ عظمه $m_1 = 2{,}12$ وان $R = 10{,}9$ فاحسب L ، مع قبول أن عظم منبع بعيد يولد استنارة قدرها لوكس واحد هو – ١٤٫٣ .

* * *

الفصل الثامن عشر

معارف أولية في مبدأ النسبية ونتائجها

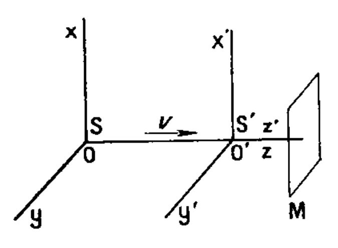
لقد أشرنا في نهـــاية الفصل الثاني إلى المبدأ الذي سلّم به أينشتين لتفسير تجربة ميكلسون ومورلي : وهو أن سرعة الضوء ذات قيمـة واحدة في جميـع جمل المقارنة المتحركة حركات نسبية منتظمة : فهي مقدار لا متغير. وهذا المبدأ هو الاساس في نظرية النسبية ، التي وُجد أن نتائجها لا تتعـــارض أبداً مع التجربة . وسنبين فيما يلي عناصر هذه النظرية .

أ ــ النسبية الخاصة

١٨ ـ ١ . ــ علم الحركة الكلاسيكي وتحويل غاليلي .

لنذكر أولاً قوانين علم الحركة الكلاسيكي .

لنعتبر جملتي محاور إحداثيات متعامدة S و 'S (الشكل ١٨ – ١) تتحرك إحداهما بالنسبة إلى الاخرى بسرعة انتقال منتظمة v . ولنفترض أن المحورين Oz و O'z' في الجملتين متطابقان وموازيان للسرعة v ، وأن المحورين Ox و O'x' متوازيان وكذلك المحوران Oy و O'y, ، وهي افتراضات لا تُخل أبداً بعمومية النتائج. لنحسب الزمن بدءاً من اللحظة التي تكون فيها النقطتان



الشكل ١٨–١ . – جملتا S و 'S بحالة حركة نسبية بالسرعة v

الاصليتان O و 'O متطابقتين . والمراقب المرتبط بالجملة S يستعمل الاحداثيات x, y, z و t لتحديد موضع نقطة P بدلالة الزمن ، بينما يستعمل المراقب بالجملة 'S الاحداثيات x' ، y' ، z' و t'. ويتم الانتقال من إحدى الجملتين الى الاخرى بواسطة المعادلات التالية :

$$\left.\begin{aligned} t' &= t \\ x' &= x \\ y' &= y \\ z' &= z - vt \end{aligned}\right\} \qquad [١،١٨]$$

وتعبر المعادلة الاولى عن أن الزمن يقاس بالطريقة نفسها في كلتا الجملتين : وهذا هو **الزمن المطلق** .

وتؤلف المعادلات [١،١٨] ما يسمى في علم الحركة **بزمرة تحويلات غاليلي** . وتسمى الجملتان S و 'S **جملتي المقارنة لغاليلي**. وتتعدل السرع عندما ننتقل من جملة الى الاخرى : فاذا كانت نقطة تتحرك في الجملة 'S بالسرعة u' (التي نفترض أنها موازية الى $O'z'$) ، أي أن $\frac{dz'}{dt} = u'$ ، فالمعادلة الاخيرة في [١،١٨] تعطي :

$$\frac{dz'}{dt} = \frac{dz}{dt} - v \qquad [٢،١٨]$$

حيث $\frac{dz}{dt}$ تساوي السرعة u ، سرعة النقطة في الجملة S ؛ ونحصل إذن على قانون تركيب السرع (الجزء الأول ، ٩ – ٨) .

$$u' = u - v \qquad [٣،١٨]$$

أما التسارعات فهي ، على العكس ، لاتتغير في تحويل غاليلي . وبالفعل ينتج من [٢،١٨] :

$$\frac{dz'}{dt^2} = \frac{d^2z}{dt^2} \qquad [١٨،٤]$$

لأن v ثابتة . ومن المسلم به أن الكتلة m لاتتوقف على جملة المقارنة ؛ كذلك فان معادلات الديناميك المبنية على العلاقة الأساسية $F = ma$ (حيث a هو التسارع الذي تكتسبه نقطة كتلتها m تحت تأثير قوة F) لايطرأ عليها أي تغيير .

ومن جهة أخرى ، فان مربّع المسافة بين نقطتين P_1 و P_2 يساوي :

في الجملة S :

$$(x^2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2$$

وفي الجملة S' :

$$(x_2' - x_1')^2 + (y_2' - y_1')^2 + (z_2' - z_1')^2$$

وهاتان العبارتان متساويتان وفقاً لتحويل غاليلي ، وهو ما نعبر عنه بالعلاقتين :

$$d^2 = x^2 + y^2 + z^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 \qquad [١٨،٥]$$

(في اللحظة $t = t'$)

فالمسافة d هي اذن أيضاً مقدار لامتغير .

ولكن هناك في الميكانيك النيوتني لامتغيرات اخرى غير السابقة .

١٨ ـ ٢ . ـــ مبدأ النسبية الخاصة

أ) لقد كان الهدف من تجارب ميكلسون ومورلي (الفقرة ٢ ـ ١٢) بيان حركة انتقال الأرض بالنسبة للأثير غير المادي ، أي في الخلاصة حركة انتقال مطلقة .

إن النتيجة السلبية لهذه التجارب والتجارب الاخرى في التحريك الكهربائي (الالكترودیناميك) التي أجريت كي تكشف كذلك أثراً من المرتبة الثانية (الفقرة ٢ ـ ١٢) ، تسمح بتعميم النتيجة المستخلصة من تجارب في الميكانيك وتدل على أنه لما كان التمييز بين السكون والحركة المطلقة لانتقال مستقيم ومنتظم لم يمكن تحقيقه بأية تجربة حتى اليوم ، فإنه لا يمكن أن ينسب الى تلك النتيجة أي معنى فيزيائي . وينسب مبدأ النسبية الخاصة (أينشتين ، ١٩٠٥) قيمة عامة إلى هذا الاخفاق ، ويمكن أن يُنص عليه كما يلي : **إن القوانين الطبيعية هي نفسها بالنسبة الى مراقبين مرتبطين بجملتي مقارنة ، تتحرك إحداهما حركة انتقالية مستقيمة ومنتظمة بالنسبة الى الاخرى** . لذلك فليس من الممكن بإجراء تجارب في داخل إحدى الجملتين وبخاصة اذا كانت التجارب ضوئية ، ليس من الممكن الحكم فيما اذا كانت هذه الجملة في حالة السكون أو أن مجموع أجزائها تتحرك حركة منتظمة مستقيمة . ولا يمكن أن نكشف حركة إحدى الجملتين بالنسبة للأخرى إلا بتجارب تدخل فيها جملتان كما في الزيغ (الفقرة ٢ ـ ٣) أو في فعل دوبلر (الفقرة ١٣ ـ ٩) .

ب) إن مبدأ النسبية الخاصة يؤدي الى نتائج لا تتفق مع الميكانيك الكلاسيكي ويستدعي تعديل الافكار الخاصة بقياس المكان والزمان والمقبولة في هذا الميكانيك .

لتوضيح ذلك ، نعتبر نسبية واحد من القوانين الطبيعية الذي تكشف مباشرة بتجربة ميكلسون ومورلي : إن الضوء (أو بوجه عام كل موجة كهرطيسية) ينتشر في الخلاء بنفس الكيفية بالنسبة لمراقبين يتحرك بعضهم بالنسبة إلى البعض الآخر حركات مستقيمة ومنتظمة. فالعدد الذي يقيس سرعته لا يتوقف على منحى الاشعة الضوئية أو على سرعة الانتقال . ولنفترض دائماً أن محاور الاحداثيات في الجملتين S و 'S مرتبة كما في الشكل ١٨ـ٢ . فاذا انطلقت

في اللحظة التي تكون فيها نقطتا الاصل O و 'O متطابقتين ، إشارة ضوئية بدءاً من هذه النقطة الاصلية المشتركة ، فان انتشار الموجة يتم بالكيفية نفسها بالنسبة الى المراقبين في الجملتين . وبعـــد ثانية واحدة ، تكون الموجة بالنسبة للمراقبين في S كرة مركزها O ونصف قطرها c ، ولكن نقطة الاصل 'O تكون قد انتقلت بالمقدار v ، أمـــا بالنسبة للمراقبين في 'S ، فإن الموجة تكون أيضاً كرة نصف قطرها c ، ولكن مركزها هو نقطة الاصل 'O في الجملة 'S ؛ وتنتقل نقطة الاصل O في الجملة S بالنسبة لهؤلاء المراقبين بالمقدار v – (في الاتجاه السالب) .

S S' O O' O O'

الشكل ١٨–٢ . انتشار موجة في الجملتين S و 'S

وهاتان الطريقتان في الرؤية متناقضتان ، ولكن تعريف الموجة الضوئية ، وهي المحل الهندمي للنقط التي يصل اليها الضوء في نفس اللحظة ، يُدخل قياسات للمسافات والفـاصلة الزمنية . ولا يمكن تفسير التناقض الذي بيناه إلا بطريقة واحدة : وهي أن المراقبين في الجملتين S و 'S لا يقيسون الزمن والاطوال على وجه واحد .

١٨ ـ ٣ . ـــ التزامن وقياس الزمن .

أ) إن كل التجارب الفيزيائية التي تتضمن قياساً ما تؤول في الحقيقـة الى ملاحظة انطباقات في الزمن وفي المكان بين دليل أو إبرة وبين تدريج أو علامة، ففي لحظة معينة يعطي جهـــاز كجهاز القياس هذا مثل تلك الدلالة . وهذه الحوادث ، أو الانطباقـات المطلقة في الزمن وفي المكان ، تكون هي نفسها بالنسبة لكل المراقبين . ويتميز كل منهـا بأربـع إحداثيات ، ثلاثة إحداثيات

مكانية وإحداثي زماني . ولكن طبيعة سلالم المقارنة وتدريجاتها يمكن أن تختلف من مراقب إلى آخر .

أما في الميكانيك الكلاسيكي فهناك بين دوريْ المكان والزمان عـدم تناظر أساسي . فالمسافة بين حادثتين لاتحدثان في وقت واحد تتغير تبعاً لحركة المراقبين (الجزء الاول ، ١ - ١٠) . وبالعكس فان المسافة في الزمان - أي المدة الفاصـلة بين حادثتين تقعان في مكانين مختلفين لا تتوقف على حركة المراقبين : ففكرة التزامن لها صفة الإطلاق .

ولكن إذا حاولنا أن نعطي معنىً تجريبياً وحسياً لفكرتي الزمان المطلق والتزامن بين حادثتين تقعان في مكانين مختلفين ، فاننا نجد أن هاتين الفكرتين المسلم بهما في الميكانيك النيوتني لاتقابلان أي تجربة يمكن تحقيقها . وهذا يعود إلى أن إمكان الانتقالات الآنية للأفعال من مكان إلى آخر ، وهو مايلزم لكي يمكن لحادثة تقع في مكانٍ ما أن تدوّي في الوقت نفسه في مكان آخر ، هو أمر ليس له وجود فيزيائي : والجسم الصلب ذو الكتلة الحجمية اللامتناهية في صغرها أو الذي يكون عامل مرونته (عامل ينْغ) لامتناهيا في الكبر هو وحده الذي يمكنه أن ينقل اضطراباً صالحاً لأن يكون اشارة ، بسرعـة لامتناهية في الكبر (الجزء الثالث ، ٦ - ٢) ، ولكن لاوجود لمثل هذا الجسم .

ب) إن أسرع ماعرفناه من النواقل الصالحة لنقل إشارة ما هو الموجة الكهرطيسية . وهذه حقيقة تجريبية كحقيقة ثبات سرعة الضوء كيفما كان منحى انتشاره واتجاهه وعدم توقفها على حالة حركة من يقيسونها . ويمكننا أن نبني على ماسبق تعريفاً للتزامن بين حادثتين تقعان في نقطتين مختلفتين A' و B' في الجملة S' . لنتصور ، من أجل ذلك ، أنه يرافق الحـادثتين صدور إشارة

ضوئية ؛ فنقول إن هاتين الاشارتين تنتشران متزامنتين فيما إذا كانتا تظلان معاً إلى النقطة O′ منتصف A′ B′ . وهـذا التعريف الذي يدخل تطابقاً مطلقاً ، هو تعريف صحيح بالنسبة لكل المراقبين المحتكمين .

لنفرض الآن أن النقطتين A′ و B′ هما واقعتان على المحور O′z′ في الجملة S′ (الشكل ١٨ - ٣) وأن أولى الاشارتين الضوئيتين تنطلق بدءاً من A′ عندما تكون هذه النقطة منطبقة على النقطة A من المحور Oz في الجملة S ، وإن الاشارة الثانية تنطلق من B′ عندما تكون هذه النقطة مواجهة للنقطة B . ولما كانت سرعة الضوء ليست لامتناهية ، فان O′

A′ O′ B′ → v z′
z
A OO″ B

الشكل ١٨ - ٣ . - تعريف تزامن حادثتين

منتصف A′B′ لن تكون مواجهة لـ O منتصف BA عندما تصل الاشارتان إليها ، بل تكون مواجهة لنقطة اخرى مثل O″ . فالحادثتان : انطباقان مطلقان ، بين A و A′ من جهة وبين B و B′ من جهة اخرى هما متزامنتان بالنسبة للمراقبين في الجملة S .

فالتزامن ليس له إذن المعنى نفسه من أجل مراقبين يتحرك أحدهما بالنسبة للآخر حركة نسبية : وها هوذا مثال آخر .

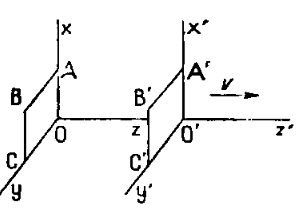
لنتصور أن جملة المقارنة S′ (الشكل ١٨ - ١) المتحركة بالنسبة إلى الجملة S بالسرعة المتجهة v وفق Oz ، تحمل مرآة M موازية للمستوي x′O′y′ وأنه تصدر في اللحظة t_1 حين تكون النقطتان O و O′ متطابقتين ، إشارة ضوئية تعود إلى O′ في لحظة t_2 بعد أن تكون قد انعكست على المرآة M . إن المراقب المرتبط بالجملة S′ والعارف بأن سرعة الضوء واحدة في الاتجاهين ، ليقول لمان الاشارة تنعكس على M في اللحظة $\frac{t_2 - t_1}{2}$. ولكن ، بالنسبة الى مراقب مرتبط بالنقطة O ، تكون سرعة الضوء واحدة ايضاً في

الاتجاهين ، وتكون المرآة في الذهاب فقط متقدمة أمام الضوء بينما في العودة تكون O′ هي المتقدمة أمـامه . فالضوء بالنسبة اليه يستغرق للوصول الى M وقتاً أطول مما يستغرق في عودته، بحيث أن اللحظة التي يتم فيها انعكاس الاشارة لا يمكن أن تكون مساوية متوسط لحظتي الانطلاق والعودة . وهنا أيضاً ، لا تكون الحادثتان المتزامنتان في الجملة S′ (الانعكاس ودلالة ميقاتية) متزامنتين في الجملة S .

ج) إن نسبية فكرة التزامن تستدعي تقديراً مختلفاً للاطوال التي توازي السرعة النسبية من قبل المراقبين في الجملتين S و S′ . وفي الحقيقة ، نجد في تجربة الشكل ١٨ – ٣ أنه بينما يقدّر المراقبون في الجملة S′ أن النقطتين A′ و B′ هما على بعد واحد من O′ ، فان المراقبين في الجملة S يحكمون بـأن انطباق B على B′ يحدث بعد انطباق A على A′ . فالطول A′B′ يبدو لهم أقصر من AB . وبالمقابل يبدو الطول AB أقصر من A′ B′ بالنسبة للمراقبين في الجملة S′ .

أما الأطوال العمودية على السرعة النسبية فلا تتعدل بالحركة . وبالفعل ، لنستعد مخطط الشكل ١٨ ـ ١ ، ولنسلم بأن الاطوال وفق Ox و Oy يطرأ عليها تقلص في الحركة . لنعتبر إذ ذاك إطارين OABC و O′A′B′C′ (الشكل ١٨ – ٤) متساويين عندما تكون جملتا الاحداثيات S و S′ في حالة السكون النسبي .

وعندما تكتسب الجملتان السرعة النسبيـة v وفق المحور Oz ، يرى المراقب O الاطـــار O′A′B′C′ ملتصقاً بالحركة ويقع داخل OABC



الشكل ١٨ – ٤ . – تغير الطول في الانتقال

ويحدث عكس ذلك بالنسبة للمراقب O′ ، فالاطار OABC هو الذي يصبح الاصغر ويقع داخل O′A′B′C′ . فهاتان المشاهدتان الكيفيتان متناقضتان وبالتالي مستحيلتان .

١٨ ـ ٤ . ـــ حركية النسبية . تحويل لورنتز

١) لنعد إلى تجربة ميكلسون ومورلي (الفقرة ٢ — ١٢) ، ولندرس كيف يفسرها مراقبان ، أحدهما O′ عند I التي تنتقل مع مقياس التداخل (الشكل ٢ - ١٢) ، والآخر O ، يتحرك الجهاز بالنسبة إليه بالسرعة v الموازية إلى IM_2 ، مسلمين بأن سرعة الضوء واحدة بالنسبة إلى كل منهما . فمن أجل المراقب O′ ، تعود إليه الاشارة الضوئية في نفس اللحظة بعد أن تكون قدقطعت المسارين IM_1I و IM_2I اللذين يعرف المراقب أنهما متساويان ويساويان l .

أما المراقب O فيعرف أن O′ يتلقى في وقت واحد الاشارتين المنعكستين على M_1 و M_2 ، لأن الامر يتعلق هنا بتطابق مطلق . وبالنسبة إليه ، يعطى الزمنان t_1 و t_2 اللذان يستغرقهما الضوء للعودة إلى I بالصيغتين [٢،١٠] و [٢،٩] .

$$t_1 = \frac{2l}{c}\,\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad [١٨،٦]$$

$$t_2 = \frac{2l}{c}\,\frac{1}{1-\beta^2} \qquad [١٨،٧]$$

حيث : $\beta = \frac{v}{c}$

فاذا كان ينبغي لتفسير النتيجة السلبية للتجربة وضع $t_1 = t_2$ ، فلا يمكن

أن يتم ذلك الا بالتسليم بأن المسافتين IM_1 و IM_2 ليستا متساويتين . لنرمز لهاتين المسافتين بالحرفين l_1 و l_2 فيكون :

$$\frac{l_1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l_2}{1-\beta^2}$$

ومنه :

$$l_2 = l_1 \sqrt{1-\beta^2} \qquad [١٨،٨]$$

فالطول l_2 الموازي للسرعة هو إذن أقصر من الطول l_1 العمودي عليها ، وهذا هو ما وجدناه سابقاً بصورة كيفية في الفقرة ١٨ – ٣ ج .

في الشكل ١٨ – ١ ، يسند المراقب O للنقطة P في الجملة S′ الاحداثي $z - vt$ ، حيث يدل t على الزمن الذي تستغرقه O′ في قطع المسافة OO′ مقيساً من قبل المراقب . أما المراقب O′ فيسمي z' إحداثي P الموازي الى v . وقيمة هذا الاحداثي بالنسبة للمراقب O ، كما رأينا منذ قليل ، تساوي $z' \sqrt{1-\beta^2}$ ومنه :

$$z' \sqrt{1-\beta^2} = z - vt$$

$$z' = \frac{z - vt}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad [١٨،٩]$$

ب) يتم التحويل الذي يطرأ على المتحول الزمن لدى الانتقال من الجملة S الى الجملة S′ بالطريقة التالية : إذا كانت v سرعة O′ مقيسة في المكان S مع الزمن t ، فان سرعة O مقيسة في المكان S′ مع الزمن t' تساوي بالضرورة $-v$. أما المسافة من P الى المستوى xOy فتساوي $z' + vt'$ بالنسبة الى المراقب O′ ، وتساوي z بالنسبة للمراقب O . ويتضح مما تقدم ، أن الطول الاخير ذو قيمة $z \sqrt{1-\beta^2}$ بالنسبة الى O′ ، ومنه ينتج :

$$z\sqrt{1-\beta^2} = z' + vt'$$

$$z = \frac{z' + vt'}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

فاذا وضعنا في هذه العبارة القيمة z' المعطاة بالعلاقة [١٨،٩] ، فاننا نجد :

$$t' = \frac{t - z\beta/c}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad [١٨،١٠]$$

وخلاصة القول انه اذا سلمنا بعدم تغير سرعة الضوء في جملتي المقارنة اللتين تتحرك إحداهما بالنسبة للاخرى حركة مستقيمة ومنتظمة ، وسلمنا كذلك بأنه ليست هناك أي حادثة يتم انتقالها في المكان بسرعة أكبر من سرعة الضوء، فاننا نحصل على معادلات التحويل التالية من أجل احداثيات المكان والزمان .

$$\left.\begin{aligned} x' &= x \\ y' &= y \\ z' &= \frac{z - vt}{\sqrt{1-\beta^2}} = \alpha\,(z - vt) \\ t' &= \frac{t - \frac{\beta}{c}z}{\sqrt{1-\beta^2}} = \alpha\left(t - \frac{\beta}{c}z\right) \end{aligned}\right\} \qquad [١٨،١١]$$

وذلك بوضع $\alpha = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. وبحل هذه المعادلات بالنسبة للمتحولات غير المفتوحة ، نجد :

$$\left.\begin{aligned} x &= x' \\ y &= y' \\ z &= \frac{z' + vt'}{\sqrt{1-\beta^2}} = \alpha\,(z' + v\,t') \\ t &= \frac{t' + \frac{\beta}{c}z'}{\sqrt{1-\beta^2}} = \alpha\left(t' + \frac{\beta}{c}z'\right) \end{aligned}\right\} \qquad [١٨،١٢]$$

وتؤلف المعادلات [١٨،١١] و [١٨،١٢] **زمرة التحويلات الحركية للورنتز .**

ج) من المفهوم الآن أن الموجة الضوئية الواحدة (الشكل ١٨ — ٢) يمكن أن تتخذ شكل كرتين غير مشتركتين بالمركز ، وذلك بالنسبة إلى مراقبين هما في حالة حركة نسبية في الفضاء . ونتيجة لعدم التوافق بين قياساتها للطول وللزمن ، فإنها يطلقان الاسم نفسه على مجموعتين مختلفتين من الحوادث .

إن معادلة الموجة الكروية ذات المركز O ونصف القطر $r = ct$ هي التالية بالنسبة للمراقبين في الجملة S :

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2t^2 = 0$$

إذن ، فاللامتغيران [١٨،١] $t = t'$ و [١٨،٥] .

$$x^2 + y^2 + z^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2$$

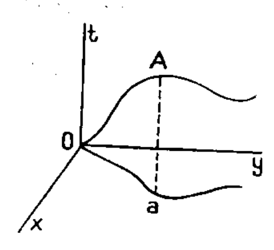
في علم الحركة الكلاسيكي يحل مكانها اللامتغير :

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2t'^2 \qquad [١٨،١٣]$$

وعلى هذا ، فالاحداثيات الاربعة x ، y ، z ، t الضرورية لتمثيل حادثة ما ، هي إحداثيات لاتقبل الانفصال . وينبغي ألا تعتبر القياسات في المكان منفصلة عن القياسات في الزمان ، بل أن توجد مجموعة المعطيات التجريبية في متصل يسمى **الكون أو المكان - الزمان** ، وهو ذو أربعة متحولات ، أو كما يقال أيضاً ، ذو أربعة أبعاد .

يمكن اعطاء فكرة عن معنى مكان — زمان ذي ثلاثة ابعاد ، باعتبار نقطة مادية مقيدة تنتقل في مستو xoy (الشكل ١٨—٥) . يمكن تمثيل المعطيات التي تميز

حركتها بيانياً ، بأن يؤخذ محور ثالث للاحداثيات Ot عمودي على xOy ، فاذا اقيم من كل نقطة من المحرك المستوي ، كالنقطة a قطعة مستقيمة aA عمودية على المستوي xOy ومتناسبة مع الزمن الذي ينقضي منذ مرور المتحرك بالنقطة O ، فان مجموعة النقاط A تمثل حركة الجسم في مكان – زمان ذي ثلاثة ابعـــاد .



الشكل ١٨–٥.– المحرك المستوي لمتحرك ما .

يرمز للامتغير [١٨، ١٣] بـ s^2 . ويسمى s الفاصلة بين حادثتين . فمربع فاصلة حادثتين متجاورتين تجاوراً لانهائياً يساوي مايلي ، مهما كانت جملة المقارنة الغاليلي المستعملة .

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2\, dt^2 \qquad [١٨، ١٤]$$

ويمثل تاريخ جسم ما بالتكامل $\int ds$ ، الذي يسمى **خط العالم** .

إن الحركة التلقائية لجسم ما ، في مكان ـ زمان النسبية الخاصة ، هي حركة مستقيمة ومنتظمة . وهذه على وجه الضبط الحركة التي من أجلها تكون المسافة بين حادثتين من المكان – الزمان أقصر مسافة ، بحيث أنه إذا كانت ds دائماً فاصلة حادثتين متجاورتين تجاوراً لانهائياً ، فانه من أجل هاتين الحادثتين تكون المسافة الكلية $\int ds$ ، بالنسبة الى الحركة المستقيمة والمنتظمة التي توحد مابين الحادثتين ، مسافة صغرى ، أو بعبارة اخرى ، فان هذه المسافة تزداد حالما تبتعد ، بأي طريقة كانت ، عن الحركة المستقيمة والمنتظمة . فالحركة التلقائية لجسم ما تخضع إذن للمعادلة التالية :

$$\delta \left\{ \int ds \right\} = 0 \qquad [١٨، ١٤ \text{ مكرر}]$$

وهي تعبر عن أن التكامل $\int ds$ أصغري . وهذه المعادلة هي التي تعبر عن مبدأ العطالة في النظرية النسبية الخاصة . وهي تعرف خطاً جيوديزياً في المكان – الزمان .

فمن أجل $ds = 0$ ، يكون لدينا :

$$\frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{dt^2} = c^2$$

وتعرّف هذه العلاقة متحركاً يتحرك بسرعة الضوء : فهي تنطبق إذن على الفوتون .

لنبين أخيراً أن العلاقة بين إحداثيات المكان المستعملة في تكوين العلاقة [١٨، ١٣] توافق هندسة إقليدس . لذلك يقال إن المكان – الزمان في النسبية الخاصة إقليدي .

١٨ ـ ٥ . ـــ النتائج المباشرة لتحويلات لورنتز .

أ) عندما تكون السرعة v ضئيلة بما يكفي لإمكان اهمالها بالنسبة الى c ، تؤول المعادلات [١٨، ١١] الى [١٨، ١] : فاذا سلمنا بأن قوانين الحركة للورنتز دقيقة ، فانه يتبين أن علم الحركة لغاليلي يؤلف تقريباً أولياً منه صالحاً للسرعات النسبية الضئيلة أمام سرعة الضوء . وهذه هي حالة حركات كل الاجسام في سلم مقاييسنا المألوفة .

ب) تمدد الزمن . إن لكل جملة مقارنة زمنها الخاص ، كما أشرنا الى ذلك من قبل ، ويمكن ان تنسب الى كل حادثـــة (الفقرة ١٨ – ٢) احداثيات مكانية وزمـانية . لنعتبر حادثة هي وضعية نواس ميقاتية في نقطة من جملة المقارنة S' . ففي علم الحركة لغاليلي تتوقف المسافة في المكان بين وضعي النواس

بعد خفقتين متعاقبتين على جملة المقارنة : فهي منعدمة في الجملة S' ، وهي تساوي vt في الجملة S ؛ ولكن الفاصلة الزمنية التي تفصل بين الخفقتين واحدة وتساوي $t_2 - t_1 = t'_2 - t'_1$. لنفترض أن هـذه الفاصلة تساوي واحدة الزمن . ففي حركيات لورنتز يكون $t'_2 - t'_1 = 1$ أيضاً ، ولكن المعـادلة الاخيرة في [١٨،١١] تعطي :

$$t_2 - t_1 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(t'_2 + \frac{vz'_2}{c^2} - t'_1 - \frac{vz'_1}{c^2}\right)$$

ولما كان $z'_2 = z'_1$ ، إذن :

$$t_2 - t_1 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\,(t'_2 - t'_1) \qquad [١٨،١٥]$$

فدور الميقاتية المرتبطة بالجملة S' يصبح إذن بالنسبة الى المراقبين المرتبطين بالجملة S :

$$T = \frac{T'}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad [١٨،١٦]$$

ويكون $T > T'$ ؛ فهناك اذن تباطؤ في سير الميقـاتية المتحركة بالنسبة للمراقبين الذين يرونها تتنقل . وللسبب نفسه ، تبدو الميقـاتية المرتبطة بالجملة S بطيئة بالنسبة للمراقبين المرتبطين بالجملة S' . وفي الحقيقة ، تعطي المعادلة الاخيرة في [١٨،١١] ، من أجل قيمة معطاة لـ $t_2 - t_1$ و $z_2 = z_1$:

$$t'_2 - t'_1 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(t_2 - \frac{vz_2}{c^2} - t_1 + \frac{vz_1}{c^2}\right) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\,(t_2 - t_1) \qquad [١٨،١٧]$$

ولنلاحظ أنه ليس هناك تناقض بين العلاقتين [١٨،١٥] و [١٨،١٧] لأن الميقاتية لم تعد مرتبطة بجملة مقارنة واحدة .

ج) **نسبية التزامن** : إن الحادثتين اللتين تحدثان في الجملة S من نقطتين مختلفتين تفصل بينهما مسافة Δz ، واللتين يحكم عليهما من قبل المراقبين المرتبطين بالجملة S أنهما مترافقتان $(\Delta t=0)$ لا تكونان متزامنتين بالنسبة للمراقبين المرتبطين بالجملة S' .

وبالفعل ، يستنتج من المعادلة الاخيرة في [١٨،١١] ، مع $\Delta t=0$ ،

$$\Delta t' = -\frac{v/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}\,\Delta z \qquad [١٨،١٨]$$

فالفاصلة $\Delta t'$ ليست منعدمة .

د) **تقلص الاطوال** . يمكن للمراقب المرتبط بالجملة S أن يقيس طولاً Δz لقضيب مواز للمحور Oz وفي حالة السكون في هذه الجملة ، وذلك بأن يضع بجذاء هذا القضيب مسطرة مدرجة وأن يقرأ حيث يتطابق طرفاه مع التدريجات . ويمكن للمراقب المرتبط بالجملة S' أن يقوم بالقياس نفسه بواسطة مسطرة مدرجة في حالة السكون في الجملة S' . ولكن لما كانت المسطرة تنتقل على طول القضيب ، فانه ينبغي على هذا المراقب أن يقدر في نفس اللحظة احداثيي طرفيه كي يحصل على الفرق بينهما $\Delta z'$. ويستنتج من المعادلة الثالثة في [١٨،١٢] :

$$\Delta z = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\,(\Delta z' - v\,\Delta t')$$

ومن أجل $\Delta t'=0$.

$$\Delta z = \frac{\Delta z'}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad [١٨،١٩]$$

وهكذا نجد من جديد تقلص لورنتز-فتزجيرلد (الفقرة ٢ – ١٢) وبالرغم من أن هذا التقلص اعتُبر في البداية فرضية مستقلة عن ثبات c .ولكن لايحدث

شيء من هذا القبيل من أجل الاطوال العمودية على سرعة الانتقال .

وكذلك ، فان طولاً قدره $\Delta z'$ بالنسبة إلى المراقبين S' يكون قياسه بالنسبة للمراقبين S ، وفقاً للعلاقة الثالثة في [١٨،١١] :

$$\Delta z' = \frac{\Delta z}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

إن التقلص ضئيل جداً : فمسطرة طولها متر واحد ومعمودية على منحى حركة الارض ، تقصر عندما تصبح موازية لهذا المنحى ، بمقدار ٠،٠٠٥ مكرون (بالنسبة إلى مراقب لايشارك في حركة الارض) أي بمقدار نسبي يساوي ٥×١٠$^{-٩}$.

ملاحظة : ينبغي أن يتغير سلم الازمان بالطريقة نفسها التي يتغير بها سلم الاطوال (الصيغتان [١٨،١٦] و [١٨،١٩]) وذلك كي يمكن قياس حركة O بالنسبة الى O' وحركة O' بالنسبة إلى O (حادثتان متعاكستان) الاولى بالعدد v في الجملة S ، والثانية بالعدد $-v$ في الجملة S' .

٥) **تركيب السرع** . لنبحث في الجملة S ، عن القيمة u ، قيمة سرعة متحرك يتحرك ، في الجملة S' ، بسرعة u' موازية الى $O'z'$. فيكون لدينا :

$$u' = \frac{\mathrm{d}\, z'}{\mathrm{d}\, t'}$$

وينتج من المعادلتين الاخيرتين في [١٨،١٢] :

$$\frac{z}{t} = \frac{z' + vt'}{t' + \dfrac{v\, z'}{c^2}}$$

وينتج من ذلك بالمفاضلة :

$$\frac{dz}{dt} = \frac{dz' + v\,dt'}{dt' + \frac{v}{c^2}\,dz'} = \frac{\frac{dz'}{dt'} + v}{1 + \frac{v}{c^2}\frac{dz'}{dt'}}$$

أو :

$$u = \frac{v + u'}{1 + \frac{vu'}{c^2}} \qquad [١٨،٢٠]$$

إن العلاقة [١٨،٢٠] هي قاعدة تركيب السرع ، التي لهـا المنحى نفسه ، في حركيات لورنتز . وهي تؤول الى [١٨،٣] عندما تكون السرعتان v و u' مهملتين أمام c .

ويمكن التحقق من أن u أصغر من c دائماً أو على الاكثر تساويها . فعندما $u' = c$ ، مثلاً ، يكون :

$$u = \frac{v + c}{1 + \frac{v}{c}} = c \qquad [١٨،٢١]$$

إذن فسرعة الضوء تبدو بالنسبة للجسم المادي أنها حد لا يمكن تجاوزه .

١٨ ـ ٦ ـ التفسير النسبوي للآثار الضوئية للحركة .

أ) إن العلاقة [١٨،١] تدل على أن جمع سرعةٍ ما v مع سرعة الضوء يبقي على السرعة الاخيرة دون تغيير : فالنتيجة السلبية لتجربة ميكلسون نجدها على هذا النحو .

ب) إن نتيجة تجربـــة فيزو (الفقرة ٢ — ١١) التي تعبر عنها المعادلة [٢،٨] ، تنتج من قانون تركيب السرع . فمن أجـل مراقب مرتبط بالماء المتحرك ، أي الذي المـــاء بالنسبة اليه ساكن ، تكون سرعة الضوء مساوية

$u' = \frac{c}{N}$. أمـا المجرب الذي يرى الماء المتحرك بالسرعة w في نفس المنحى ، فسرعة الضوء بالنسبة إليه ، وفقاً للعلاقة [١٨،٢١] ، تساوي :

$$u = \frac{w + \frac{c}{N}}{1 + \frac{w}{cN}}$$

أو ، بالمرتبة الاولى :

$$u \simeq \left(w + \frac{c}{N}\right)\left(1 - \frac{w}{cN}\right) \simeq \frac{c}{N} + w\left(1 - \frac{1}{N^2}\right)$$

وهذه هي تماماً النتيجة التجريبية [٢،٨][١] .

ج) لنسع إلى التنبؤ في ضوء النظرية النسبية ، عن الزيغ (الفقرة ٢-٣) وعن فعل دُبْلر (الفقرة ١٣ - ٩) اللذين تظهر فيهما السرعة النسبية v للجملتين S و S′ . لندرس ، من أجل ذلك ، انتشار موجة ضوئية وحيدة اللون ، في هاتين الجملتين . ولتبسيط الكتابة ، لنفرض أن الناظم على الموجة ON واقع في المستوي xOz الذي أخذ مستوياً للشكل ١٨ - ٦ وأنه يصنع زاوية θ مع المحور Oz . وباسقاط النقطة P من ON عند Q على ON عند R ، نحصل على :

الشكل ١٨-٦- حساب فعل دُبلر

$$\overline{OP} = \overline{OR} + \overline{RP} = \overline{OQ}\cos\theta + \overline{QP}\sin\theta$$

---

(١) لنشر مع ذلك الى ان هذه النتيجة ليست حاسمة أو اساسية بالنسبة الى النظرية النسبية : وهناك نظريات اخرى كانت تفسرها ايضاً بصورة مرضية .

ومنه تنتج العلاقة التالية بين الاحداثيين x و z للنقطة P وبـــين المسافة $OP = r$:

$$r = z \cos \theta + x \sin \theta$$

وتكون معادلة سعة الموجة (الصيغة [١٣،٦] من الجزء الثالث) في في الجملة S :

$$s = s_m \sin 2\pi\nu \left(t - \frac{r}{c}\right) = s_m \sin 2\pi\nu \left(t - \frac{z \cos \theta + x \sin \theta}{c}\right) \quad [٢٢،١٨]$$

حيث ν هو التواتر .

ولما كانت هذه العبارة يدخل فيها الزمن والاحداثيات الخاصة بالجملة S ، فانه ينبغي أن تكون لها في الجملة 'S الصيغة التالية :

$$s = s_m \sin 2\pi\nu' \left(t' - \frac{z' \cos \theta' + x \sin \theta'}{c}\right) \qquad [٢٣،١٨]$$

ولكن تحويل لورنتز المطبق على الصيغة [٢٢،١٨] يعطي :

$$s = s_m \sin 2\pi\nu \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(t' + \frac{vz'}{c}\right) - \frac{\cos \theta}{c\sqrt{1-\beta^2}}(z' + vt') - \right.$$

$$\left. - \frac{x'}{c} \sin \theta\right] \quad [٢٤،١٨]$$

وبالمطابقة بين العبارتين [٢٣،١٨] و [٢٤،١٨] نجد :

$$\nu' = \frac{\nu}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(1 - \frac{v \cos \theta}{c}\right) \qquad [٢٥،١٨]$$

$$\cos \theta' = \frac{\cos \theta - \frac{v}{c}}{1 - \frac{v \cos \theta}{c}} \qquad [٢٦،١٨]$$

وتبين العلاقة [١٨،٢٦] أن المراقبين S' ، المتحركين بالنسبة الى المنبع الواقع في الجملة S ، ينسبون الى الاشعة الضوئية منحى $\theta' \neq \theta$. فاذا كان مراقبون أرضيون يرصدون نجماً سمته وفق $O'x'$ $(\cos\theta = 0)$ ، فان منحى التسديد ينبغي أن يصنع مع $O'x'$ زاوية θ' بحيث يكون :

$$\cos\theta' = \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta'\right) \simeq \frac{\pi}{2} - \theta' \simeq -\frac{v}{c}$$

وهي الصيغة [٤،٢] التي تعطيها التجربة .

د) إن العلاقة [١٨،٢٥] لا تتطابق ، من أجل $\theta = 0$ ، مع العلاقة [٤،١٣] التي تستنتج فيما لو طبقت على الامواج الضوئية نفس المحاكمة التي تطبق على الامواج الصوتية . ففي الصيغة [٤،١٣] ، يكون لدينا تماماً $v_r = v\cos\theta$ ولكن لا وجود للعامل $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. ذلك لأن المحاكمة التي تتبع في الصوتيات تعتمد على تحويل غاليلي ، ومن المعروف أن هذا التحويل لا يصح في الضوء . غير أن الصيغة [١٨،٢٥] تؤول الى [٤،١٣] عندما يكون v^2 مهملاً بالنسبة الى c^2 .

وعندما $\cos\theta = 0$ ، تصبح الصيغة [١٨،٢٥] :

$$\nu' = \frac{\nu}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad [١٨،٢٧]$$

وهذه النتيجة مخالفة لنتيجة علم الحركة الكلاسيكي : ينبغي أن يلاحظ تغير في التواتر في منحى عمودي على السرعة v . وقد تم التحقق في الواقع من الصيغة [١٨،٢٧] ولو كان ذلك بطريقة غير مباشرة : فقد عين إيفز وستلول Ives et Stilwell تواتري الخط الطيفي H_β الذي تصدره أشعة الهدروجين المسرّعة بتأثير فرق كمون مقداره (١٨٠٠٠) فولت ، في منحى الحركة

($\theta = 0$) وفي المنحى المعاكس له ($\theta = \pi$) . وقد تحققنا، وفقاً للصيغة [١٨، ٢٥] أن النسبة بين التواترين تساوي :

$$\frac{1-\beta}{1+\beta}$$

فهناك إذن بين فعل دُبْلَر في الضوء وفي الصوتيات الفروق التالية :

١° التغير في التواتر الضوئي لا يتوقف إلا على الحركة النسبية بين المنبع والمراقب ، بينما في الصوتيات (الجزء الثالث ، ٧ – ١٧) لا يكون هناك تناظر بين الحالة التي ينتقل فيها المنبع والحالة التي ينتقل فيها المراقب .

٢° هناك فعل ضوئي عرضي في حين لا يوجد فعل يمكن ملاحظته في الصوتيات عندما ينتقل المنبع أو المراقب في منحى عمودي على المستقيم الواصل بينهما .

١٨ ـ ٧ . — ديناميك النسبية .

إن قوانين الديناميك في الميكانيك النيوتني (الجزء الاول ، ٩ – ٨) واحدة في جملتي مقارنة S و S′ تتحرك احداهما بالنسبة إلى الاخرى حركة انتقال مستقيمة ومنتظمة . لندرس ماهي نتائج مبدأ النسبية الخاصة (الفقرة ١٨ – ٢) في الديناميك .

أ) **الكتلة** . إن الميكانيك النيوتني يسلم بفكرة الكتلة المطلقة . لنعتبر إذن كتلة نقطية تتحرك حركة ما في الجملة S ولتكن سرعتها v_0 بالنسبة إلى الجملة S في لحظة معطاة . لنختر جملة المقارنة S′ بحيث تكون سرعة الجسم فيها منعدمة في اللحظة المعتبرة : فتكون سرعة S′ بالنسبة إلى S إذن ثابتة وتساوي $v = v_0$. لنوجه المحورين Oz و $O'z'$ في الجملتين S و S′ بحيث ينطبقان على منحى v_0 . ففي خلال فاصلة من الزمن قصيرة

قصراً كافياً وتعقب اللحظة المعتبرة ، نكون على يقين بأن سرعة الكتلة النقطية في الجملة S' ستكون ضئيلة بالنسبة إلى v_0 بحيث يمكننا التعبير في هذه الجملة عن كمية الحركة (الاندفاع) بالصيغة الكلاسيكية .

$$P = m_0 v_0$$

حيث m_0 هي الكتلة النيوتنية .

ونحصل على العلاقة بين الزمن t مقيساً في جملة المقارنة S وبين الزمن المحلي t_0 للجسيم بمفاضلة المعادلة الاخيرة في [١٨، ١١] وهذا يعطى :

$$\frac{dt'}{dt} = \frac{1 - \frac{v}{c^2} \frac{dz}{dt}}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

فاذا كان $\frac{dz}{dt} = v$ ، فان dt' تمثل dt_0 وفقاً لما وجدناه اعلاه ويكون لدينا :

$$dt_0 = \sqrt{1-\beta^2}\, dt \qquad [١٨،٢٨]$$

وتكون عبارة اندفاع الكتلة النقطية :

$$m_0 \frac{dz}{dt_0} = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{dz}{dt} = m \frac{dz}{dt}$$

حيث m هي الكتلة النسبوية من أجل مراقب في الجملة S يستعمل الزمن t ، وهي تساوي :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad [١٨،٢٩]$$

تزداد m بازدياد السرعة v ، حيث m_0 هي الكتلة السكونية . فمن أجل $v = c/100$ ، لايساوي ازدياد الكتلة النسبي $\frac{m - m_0}{m_0}$ اكثر من

٥×١٠^-٥ ؛ ولكن هذا الازدياد يصبح كبيراً في حالة السرعات التي يمكن ملاحظتها في حالة الالكترونات أو التي يمكن أن نكسبها إياها. فنتائج التجارب (الجزء الرابع ، ١٦ – ٦) تتفق مع النظرية .

ب) الطاقة الحركية . لكي نأخذ بعين الاعتبار تغير الكتلة مع السرعة ، علينا أن نكتب القانون الاسامي في الديناميك ، لا كما يكتب في الميكانيك الكلاسيكي (الجزء الاول ، ٩ – ١٢) ، أي :

$$F = m\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}$$

بل كما ينبغي أن يكتب في جملة المقارنة S حيث تتحرك الكتلة :

$$F = \frac{\mathrm{d}(mv)}{\mathrm{d}t} = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{m_0\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}}{\sqrt{1-\beta^2}} + \frac{m_0 v\,(1-\beta^2)^{-\frac{1}{2}}\frac{v}{c^2}\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}}{1-\beta^2}$$

لنضرب طرفيْ هذه العلاقة بالسرعة v ، فينتج :

$$Fv = F\frac{\mathrm{d}z}{\mathrm{d}t} = \frac{m_0 v\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t}}{(1-\beta^2)^{3/2}}$$

ونلاحظ أن الطرف الثاني يساوي :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)$$

إذن يمكن ان نكتب :

$$F\,\mathrm{d}z = \mathrm{d}\left(\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)$$

أما الحد الاول فيمثل العمل العنصري $\mathrm{d}\mathcal{T}$ للقوة F على طول المسار $\mathrm{d}z$.

ويمثل الحد الثاني إذن (الجزء الأول ، ١٠ - ١٦) تغير الطاقة الحركية المقابلة :

$$d\mathfrak{T} = d W_k$$

واذا لاحظنا أن W_k ينبغي أن تنعدم عندما تنعدم v ، فاننـــا نحصل بالتكامل على :

$$W_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right) \qquad [١٨،٣٠]$$

وتؤول هذه العبارة الى عبارة الميكانيك النيوتني عندمـا تكون السرعة v ضئيلة بما يكفي لكي يمكن نشر العبارة وفق قوى للمقدار $\frac{v^2}{c^2}$ مقتصرين على الحد الاول . وبالفعل فإن :

$$m_0 c^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = m_0 c^2 + m_0 \frac{v^2}{2} + \frac{3}{8} m_0 \frac{v^4}{c^2} + \dots$$

إذن :

$$W_k = \frac{m_0 v^2}{2} \left(1 + \frac{3v^2}{4c^2} + \dots\right) \qquad [١٨،٣١]$$

ج) يستنتج من العلاقتين [١٨،٢٩] و [١٨،٣٠] أن :

$$m - m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} - m_0 = \frac{W_k}{c^2} \qquad [١٨،٣٢]$$

عندما يكتسب جسم طاقة حركية ، فإن كتلته تزداد إذن بمقدار يساوي نسبة هذه الطاقة إلى مربع سرعة الضوء في الخلاء .

وهذا يعني القول بأن لكمية الطاقة الحركية W_k كتلة تساوي $\frac{W_k}{c^2}$.

وما دامت السرعة ضئيلة ضآلة كافية ، فان الطاقة الحركية تساوي $\frac{mv^2}{2}$ ،

ولكن كلما ازدادت السرعة ، أخذت الحدود المتعاقبة في المنشورة [١٨، ٣١] قيماً أكبر فأكبر : وتزداد الطاقة الحركية بأكثر من ازدياد مربع السرعة ، وتزداد ازدياداً لا نهائياً عندما تنتهي السرعة إلى سرعة الضوء . وهنا أيضاً ، تبدو سرعة الضوء كأنها سرعة حدية لا يمكن أن يصل اليها أي جسم مادي ، وهو أمر سبق أن أشرنا إليه (الفقرة ١٨ – ٥ هـ) .

١٨ ـ ٨ . ــ عطالة الطاقة :

أ) إن الطاقة الحركية W_k هي الفرق بين الطاقة الكلية W والطاقة الداخلية U (الجزء الثاني ، ٥ – ٦) . وقد أدت العلاقة :

$$W_k = W - U = (m - m_0)\, c^2$$

الى وضع مايلي :

$$W = m\, c^2 \qquad [١٨، ٣٣]$$

$$U = m_0 c^2 \qquad [١٨، ٣٤]$$

فالنظرية النسبية تحدد القيمة المطلقة لـ U على هذا النحو . وهذه القيمة كبيرة للغاية : فكيلو غرام واحد من المادة يحتوي على طاقة مقدارها ٩ × ١٠^١٦ جولاً ، وهي طاقة تسمح برفع (٣٠ ٠٠٠) مليون طن الى ذروة برج إيفل .

إن تغيرات الطاقة الداخلية العائدة إلى تفاعلات كيميائية عادية تعطي تغيرات في الكتلة غير محسوسة . فقد وجد مثلاً (الجزء الثاني ، ٥ – ٨) أن تكوين كيلو مول من الماء بدءاً من عنصريه يرافقه نقصان في الكتلة قدره ٣٢ × ١٠^-٩ كغ ، وهو مقدار طفيف جداً .

إذن فمبدأ انحفاظ الكتلة الكلية في التحولات الكيميائية (لافوازييه)

يبقى صحيحاً في هذه الظروف . ولكن بعض التفاعلات النووية (الجزء الثامن) ترافقها تغيرات في الطاقة الداخلية هي من الكبر بما يكفي لإحداث تغيرات في الكتلة يمكن قياسها .

ب) إن النسبية لا تعتبر مبدأيْ انحفاظ الكتلة وانحفاظ الطاقة اللذين كانا يعدّان مبدأين منفصلين إلا مبدأ واحداً . فالطـــاقة الكلية لكتلة m تعطى بالصيغة [١٨، ٣٣] .

إن العلاقة $m = \frac{W}{c^2}$ التي توصلنا اليها بدءاً من الطـاقة الحركية لمتحرك ، هي علاقة عامة وتنطبق على كل أشكال الطاقة التي يمكن أن يتحول بعضهـا الى البعض الآخر .

يمكن أن نورد على ذلك برهاناً مباشراً وبسيطا في حـــالة الطاقة المشعة . لنتصور حيزاً مغلقا (الشكل ١٨ – ٧) يحتوي على جهازين A و B لها كتلتان متساويتان ويمكنها كلاهما ان يصدرا وأن يمتصا إشعاعا كهرطيسيا . في تجربة اولى ، يصدر الجهاز A قطـــار أمواج ذا أجل قصير ، ويعاني من جراء ذلك ، نتيجة لضغط الاشعاع (الفقرة ١٩ – ١) ، دفعـــا ينقله الى الحيز . وفي خلال الزمن الذي تستغرقه الامواج في الذهاب من A الى B ،

الشكل ١٨–٧. عطالة الطاقة المشعة

ينتقل الحيز في الاتجاه المعاكس ، ثم يتوقف عندما ينقل اليه الاشعاع ، لدى وصوله الى B ، دفعا مساويا للدفع الذي اصابه عند A ، مما يؤدي بالمجموعة الى السكون . لنبادل الآن بين A و B ، ولنجعل B يصدر قطـــار أمواج : فتنتقل المجموعة مرة أخرى في الاتجاه السابق نفسه بطول معين . ان تكرار هذه العملية ، يحدث اذن انتقالا دون تغيير نهائي في الحيز ودون فعل خارجي ، وهو ما لا يتفق مع انحفاظ مركز العطالة (الجزء الاول ، ٩ – ١٣) . ويزول التناقض اذا سلمنا بأن اصدار A للطاقة المشعة يرافقه نقصان في الكتلة يكتسبه الجهاز B لدى امتصاصه لهذه الطـاقة . ان ضغط الاشعاع في A يقابله دفع مقداره $\frac{W}{c}$ ، واذا كانت كتلة الحيز الكلية تساوي M ، فإن كمية الحركة التي يكتسبها تساوي $Mv = \frac{W}{c}$. أمـــا المسافة التي يقطعها الحيز فتساوي $d = vt$ ، وذلك خلال

الزمن t الذي يستغرقه الاشعاع في قطع المسافة $l = AB$ ، حيث $t = \frac{l}{c}$ (وذلك باهمال الحدود ذات المراتب العليا . وينتج من ذلك :

$$d = \frac{Wl}{Mc^2} \qquad [١٨،٣٥]$$

ولتحقيق انحفاظ مركز العطالة ، لننسب الى الطاقة المنتقلة من A الى B كتلة مقدارها m . فيعبر عن الانحفاظ بالعلاقة التالية :

$$Md - ml = 0$$

أو بالتعويض عن d بقيمتها من [١٨،٣٥] :

$$M = \frac{W}{c^2} \qquad [١٨،٣٦]$$

إن الكتلة المرتبطة بالطاقة على هذا النحو ضئيلة جداً . فمثلاً ، وجد (الجزء الثاني ، ٢٤ – ٦) أن الاستطاعة الوسطى التي يتلقاها متر مربع من سطح الارض هي من مرتبة ٠٫٣٥ كيلووات . ولكي تكون لكمية الطاقة المتلقاة كتلة غرام واحد ، فان ذلك يقتضي زمناً t بحيث أن :

$$10^{-3} = \frac{0{,}35.10^3\ t}{9.10^{16}}$$

ومنه : $t \simeq 25.10^{10}$ s, أي نحو ٧٦٠٠ سنة .

١٨ - ٩ . — نسبية الحقل الكهرطيسي

إن عدم تغير سرعة الضوء بالنسبة لجمل المقارنة التي تتحرك حركات نسبية منتظمة يؤدي إلى نتيجة هي أن معادلات مكسويل ينبغي أن تكون ذات صيغة واحدة في جمل الاحداثيات هذه ، فلنر كيف تتحول مركبات حقل كهرطيسي ، وفقاً لمعادلات علم الحركة والديناميك النسبوي . وسوف نرى

فيما بعد (الفقرة ١٨ – ١١) أن نتائج هذه الدراسة تمكن من تفسير نتائج تجريبية مختلفة .

في جملة إحداثيات متعامدة S مرسومة في مكان خال يسود فيه حقل كهرطيسي ، تكون لمعادلات مكسويل العبارات المنشورة التالية :

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} &= \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} &= \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{aligned}\right\} \quad [٣٧،١٨]$$

$$\left.\begin{aligned} -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} &= \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} &= \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} &= \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \end{aligned}\right\} \quad [٣٨،١٨]$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad [٣٩،١٨]$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0. \quad [٤٠،١٨]$$

لنفترض أن الحقل نفسه يشاهد في جملة الاحداثيات الثانية S' في الشكل ١٨ – ١ ، التي تتحرك بالنسبة إلى الجملة الاولى بسرعة v وفق المحور Oz . يتم الانتقال من الاحداثيات x,y,z,t الى الاحداثيات x',y',z',t' بواسطة تحويل لورنتز .

لكي نقوم بتحويل المعادلتين [٣٧،١٨] و [٣٨،١٨] ، لنتذكر أن t و z تابعان معا الى t' و z' . فمثلا ، تعطي المعادلة الاخيرة . في [٣٧،١٨] :

[١٨، ٤٠مكرر]
$$\frac{\partial Ez}{\partial t} = \frac{\partial Ez}{\partial t'} \cdot \frac{\partial t'}{\partial t} + \frac{\partial Ez}{\partial z'} \cdot \frac{\partial z'}{\partial t} = \frac{\partial Ez}{\partial t'} \alpha - \frac{\partial Ez}{\partial z'} \alpha v$$

$$\frac{\partial Hy}{\partial x} = \frac{\partial Hy}{\partial x'} \qquad \frac{\partial Hx}{\partial y} = \frac{\partial Hx}{\partial y'}$$

ومن جهة اخرى :

$$\frac{\partial Ez}{\partial z} = \frac{\partial Ez}{\partial z'} \cdot \frac{\partial z'}{\partial z} + \frac{\partial Ez}{\partial t'} \cdot \frac{\partial t'}{\partial z} = \frac{\partial Ez}{\partial z'} \alpha - \frac{\partial Ez}{\partial t'} \frac{\alpha v}{c^2}$$

$$\frac{\partial Ex}{\partial x} = \frac{\partial Ex}{\partial x'} \qquad \frac{\partial Ey}{\partial y} = \frac{\partial Ey}{\partial y'}$$

وهذا يؤدي من أجل المعادلة [١٨، ٣٩] الى التحويل التالي :

$$\frac{\partial Ex}{\partial x'} + \frac{\partial Ey}{\partial y'} + \alpha \frac{\partial Ez}{\partial z'} - \frac{\alpha v}{c^2} \frac{\partial Ez}{\partial t'} = 0$$

وبوضع قيمة $\alpha \frac{\partial Ez}{\partial z'}$ المستخرجة من هذه العلاقة الاخيرة في المعادلة [١٨، ٤٠مكرر] نحصل على :

$$\frac{\partial Ez}{\partial t} = \alpha \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \frac{\partial Ez}{\partial t'} + v \frac{\partial Ey}{\partial y'} + v \frac{\partial Ex}{\partial x'} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial Ez}{\partial t'} + v \frac{\partial Ey}{\partial y'} + v \frac{\partial Ex}{\partial x'}$$

اذن فالمعادلة الاخيرة في [١٨، ٣٨] تتحول الى ما يلي :

$$\varepsilon_0 \frac{\partial Ez}{\partial t'} = a \frac{\partial}{\partial x'} (H_y - \varepsilon_0 v E_x) - a \frac{\partial}{\partial y'} \left(H_x + \varepsilon_0 v Ey \right)$$

وبأخذ العلاقة $\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} = c^2$ بعين الاعتبار ، تصبح المعادلات [١٨، ٣٧] و [١٨، ٣٨] كما يلي :

[١٨، ٤١]
$$\left\{\begin{aligned}
\varepsilon_0 \alpha \frac{\partial}{\partial t'} (Ex - \mu_0 v Hy) &= \frac{\partial Hz}{\partial y'} - \alpha \frac{\partial}{\partial z'} (Hy - \varepsilon_0 vEx) \\
\varepsilon_0 \alpha \frac{\partial}{\partial t'} (Ey + \mu_0 v Hx) &= - \frac{\partial Hz}{\partial x'} + \alpha \frac{\partial}{\partial z'} (Hx + \varepsilon_0 Ey) \\
\varepsilon_0 \frac{\partial Ez}{\partial t'} &= \alpha \frac{\partial}{\partial x'} (Hy - \varepsilon_0 vEx) - \alpha \frac{\partial}{\partial y'} (Hx + \varepsilon_0 vEy)
\end{aligned}\right.$$

$$\left.\begin{aligned} -\mu_0\alpha\frac{\partial}{\partial t'}(H_x+\varepsilon_0 vE_y) &= \frac{\partial E_z}{\partial y'}-\alpha\frac{\partial}{\partial z'}(E_y+\mu_0 vH_x) \\ -\mu_0\alpha\frac{\partial}{\partial t'}(H_x-\varepsilon_0 vE_x) &= -\frac{\partial E_z}{\partial x'}+\alpha\frac{\partial}{\partial z'}(E_x-\mu_0 vH_y) \\ -\mu_0\frac{\partial H_z}{\partial t'} &= \alpha\frac{\partial}{\partial x'}(E_y+\mu_0 vH_x)-\alpha\frac{\partial}{\partial y'}(E_x-\mu_0 vH_y) \end{aligned}\right\} \quad [٤٢،١٨]$$

إن مبدأ النسبية يستدعي أن تكون لمعادلات مكسويل في جملة الاحداثيات S' نفس الصيغة التي لها في الجملة S ، أي :

$$\varepsilon_0\frac{\partial E'_x}{\partial t'}=\frac{\partial H'_z}{\partial y'}-\frac{\partial H'_y}{\partial z'},\ \dots \quad [٤٣،١٨]$$

$$-\mu_0\frac{\partial H'_x}{\partial t'}=\frac{\partial E'_z}{\partial y'}-\frac{\partial E'_y}{\partial z'},\ \dots \quad [٤٤،١٨]$$

حيث تدل الحروف ذات الفتحة على الحقول في جملة المقارنة S' . وعليه فهذه الجملة الاخيرة من المعادلات ينبغي أن تكون مكافئة للجملة [١٨،٤١] و [١٨،٤٢] . ويمكن التحقق بسهولة من أن الأمر كذلك إذا كان :

$$\left.\begin{aligned} E'_x &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}(E_x-\mu_0 vH_y) \\ E'_y &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}(E_y+\mu_0 vH_x) \\ E'_z &= E_z \end{aligned}\right\} \quad [٤٥،١٨]$$

$$\left.\begin{aligned} H'_x &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}(H_x+\varepsilon_0 vE_y) \\ H'_y &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}(H_y-\varepsilon_0 vE_x) \\ H'_z &= H_z \end{aligned}\right\} \quad [٤٦،١٨]$$

إن الصيغ [١٨،٤٥] و [١٨،٤٦] تعين تحويلات المتجهين الكهربائي

والمغناطيسي التي، اذا اقترنت بتحويلات احداثيات المكان والزمان [١٨،١١] جعلت معادلات مكسويل ذات صيغة واحدة في جميع جمل المقارنة التي تقوم بحركة انتقال منتظمة .

إذا اعتبرنا انتقالاً للجملة S′ بالنسبة للجملة S لا يتم في المنحى الخاص Oz بل في منحىً ما ، فان الصيغتين [١٨،٤٥] و [١٨،٤٦] تُعممان بسهولة : ونجد من أجل المركبات في منحى الحركة :

$$H_{\parallel} = H'_{\parallel} \quad و \quad E_{\parallel} = E'_{\parallel}$$

وللحصول على المركبات العمودية على السرعة ، نلاحظ أنه في الصيغ [١٨،٤٥] ، $v = v_z$ ، بحيث أن $-v_zH_y$ و v_zH_x هما المركبتان وفق x و y على الترتيب للجداء المتجه $\vec{v} \wedge \vec{H}$ (الجزء السادس ، ٨ – ١٠) . ويتبع ذلك ، أن المتجه $E'_\perp$ (ومركبتاه E'_x و E'_y) يمكن كتابته كما يلي ، مع $B = \mu_0 H$

$$\vec{E'}_\perp = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} [\vec{E}_\perp + (\vec{v} \wedge \vec{B})_\perp] \qquad [١٨،٤٧]$$

وهذه الصيغة عامة كيفما كان منحى v . وبالمثل نستنتج من الصيغ [١٨،٤٦]:

$$\vec{B'}_\perp = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \left[\vec{B}_\perp - \frac{1}{c^2}(\vec{v} \wedge \vec{E})_\perp\right] \qquad [١٨،٤٨]$$

١٨ ـ ١٠ . — عدم تغير الشحنة الكهربائية .

لنعتبر في جملة الاحداثيات S′ حجماً صغيراً ساكناً ، $d\tau' = dx'\,dy'\,dz'$ ، يحيط بنقطة M′ ، ومشحوناً بشحنة كهربائية $q' = \rho'\,d\tau'$ ، حيث يدل ρ' على كثافة الشحنة . ان دعوى بواسون تعطي في M′ :

$$\text{div}\,\vec{E'} = \frac{\partial E'_x}{\partial x'} + \frac{\partial E'_y}{\partial y'} + \frac{\partial E'_z}{\partial z'} = -\frac{\rho'}{\varepsilon_0} \qquad [١٨،٤٩]$$

حيث يدل E' على الحقل الكهربائي في النقطة M' في اللحظة t' . أما في الجملة S ، فنحن نعرف أن الحقل الكهربائي في النقطة المعتبرة سابقاً ليست له قيمة E' ، بل القيمة E المعطاة في اللحظة t بالعلاقة [١٨، ٣٧] . ولما كان ينبغي تطبيق دعوى بواسون في الجملة S ، فإن كثافة الشحنة في هذه الجملة تختلف عن ρ' ($q = \rho\, dx\, dy\, dz = \rho d\tau$) .

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \qquad [١٨، ٥٠]$$

فإذا أجرينا على الاحداثيات x', y', z' تحويل لورنتز وعلى مركبات E' التحويل [١٨، ٤٥] ، فاننا نجد أن الصيغة [١٨، ٥٠] تصبح :

$$\operatorname{div} \vec{E} = \alpha \frac{\rho'}{\varepsilon_0} \qquad [١٨، ٥١]$$

ومنه ينتج بالمقارنة مع [١٨، ٥٠] :

$$\rho' = \alpha \rho. \qquad [١٨، ٥٢]$$

ومن جهة اخرى ، يحدد تحويل لورنتز العلاقة بين الحجمين $d\tau$ (في اللحظة t) و $d\tau'$ (في اللحظة t') ويكون لدينا ، وفقاً للعلاقة [١٨، ١٢] .

$$dz = \alpha dz' \ , \ dy = dy' \ , \ dx = dx'$$

ومنه :

$$d\tau = \alpha\, d\tau' \qquad [١٨، ٥٣]$$

وبتركيب هذه العلاقة مع [١٨، ٥٢] نحصل على :

$$q = q' \quad \text{او} \quad \rho d\tau = \rho' d\tau' \qquad [١٨، ٥٤]$$

ويبرهن على أن عدم تغير الشحنة هذا هو أيضاً محقق إذا كانت الشحنة في حالة الحركة في جملة المقارنة S' .

١٨ - ١١ . — بعض نتائج تحويل لورنتز الالكترودينامية

أ) إن صيغ التحويل في الفقرة السابقة تبين الطابع النسبي للحقل الكهرطيسي . فمثلاً إذا كان هناك في جملة الاحداثيات S حقل مغناطيسي دون حقل كهربائي ، فان المراقب المرتبط بالجملة 'S يمكنه أن يبين ان هناك إلى جانب الحقل المغناطيسي حقلاً كهربائياً أيضاً ، مركبتاه E'_x و E'_y ليستا منعدمتين في الحركة النسبية الخاصة التي تؤدي إلى العلاقات [١٨،٤٥] . وكذلك ، إذا كان يسود في جملة المقارنة S حقل كهربائي ، فانه يشاهد في الجملة 'S إلى جانب الحقل الكهربائي حقل مغناطيسي .

ب) **قوة كولون** . لنفترض أنه يسود في الجملة S حقل كهربائي E دون أن يكون هناك حقل مغناطيسي وأن جسيماً شحنته q ينتقل بالسرعة v_z . فمن أجل مراقب في الجملة S ، يمكن أن تكون قوة كولون المؤثرة في الجسيم متوازنة مع قوة F مركباتها هي :

$$F_z = qE_z \quad , \quad F_y = qE_y \quad , \quad F_x = qE_x$$

ان معادلات التحويل [١٨،٤٦] تبين وجود حقل مغناطيسي H' في جملة المقارنة 'S المختارة كما هو مبين في الفقرة ١٨ - ١٠ ؛ ولكن هذا الحقل لا يؤثر بأي فعل في الجسيم الساكن في الجملة 'S . ويستنتج الحقل E' من الحقل E بواسطة المعادلات [١٨،٤٥] (مع $H = 0$) ، ونظراً لكون الشحنة q غير متغيرة ، فإن لقوة كولون المركبات التالية :

$$qE'_z = qE_z \;,\; qE'_y = \frac{qE_y}{\sqrt{1-\beta^2}} \;,\; qE'_x = \frac{qE_x}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad [١٨،٥٥]$$

والتوازن الحاصل في الجملة S ينبغي أن يستمر في الجملة 'S ، مما يستدعي أن

تتحول مركبات القوة F كما يلي :

$$F'_z = F_z \text{ ، } F'_y = \frac{F_y}{\sqrt{1-\beta^2}} \text{ ، } F'_x = \frac{F_x}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad [٥٦،١٨]$$

وتعطى هذه الصيغ قانون تحويل القوى .

إن نظرية النسبية تمكن من اعطاء تفسير بسيط لبعض الظواهر الكهرطيسية المدروسة في الجزء السادس والتي سنذكرها فيما يلي .

ج) **قوة لورنتز** . لنفترض الآن أن هناك في الجملة S حقلاً مغناطيسياً ثابتاً H ، ينجم عنه حقل تحريض ثابت أيضاً $B = \mu_0 H$. لقد وجدنا منذ قليل أن القوة التي تؤثر في جسيم مشحون في الجملة S′ التي يكون فيها الجسيم ساكناً هي قوة كولون . الا انه وفقاً لمعادلات التحويل [٤٥،١٨] حيث نجعل $E = 0$ ، تكون مركبات هذه القوة كما يلي :

$$F'_z = qE'_z = 0, \quad F'_y = qE'_y = \frac{qv_zB_x}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad F'_x = qE'_x = \frac{-qv_zB_y}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

وفي الجملة S ، تكون مركبات هذه القوة وفقاً لـ [٥٦،١٨] كما يلي :

$$F_x = \sqrt{1-\beta^2}\, F'_x = -qv_z B_y \qquad [٥٧،١٨]$$

$$F_y = \sqrt{1-\beta^2}\, F'_y = qv_zB_x, \quad F_z = 0\,,$$

وهذه هي مركبات قوة لورنتز المغناطيسية (الجزء السادس ، ١٢-٣) .

$$\vec{F} = q\,(\vec{v} \wedge \vec{B}) \qquad [٥٨،١٨]$$

وذلك في حالة كون $v = v_z$. ولا تظهر قوة لورنتز إلا نتيجة للتحويلات النسبوية للحقل الكهرطيسي .

د) **التحريض بالانتقال** . يمكننا أن نلاحظ (الجزء السادس ، ١٢-٨)

أن تفسير ظواهر التحريض الناجمة عن الانتقال يختلف حسبما يكون المراقب مرتبطاً بالناقل المنتقل (الجملة S′) أو ساكناً (الجملة S) . إن النسبية تفسر تفسيراً مباشراً وجهتي النظر هاتين : فقوة لابلاس التي يأتي بها المراقب S تولد بالنسبة للمراقب S′ القوة التي يؤثر بها الحقل الكهربائي المحرك E′ المعطى بالعلاقة [١٨،٥٥] . وتكون عبارة القوة المحركة الكهربائية للتحريض المعطاة بقانون فارادي (الجزء السادس ، ١٠ – ٣) هي نفسها بالنسبة للمراقبين .

ه) الحقل الكهرطيسي الذي يولده جسم مشحون يتحرك حركة انتقالية منتظمة . لنجعل الشحنة q منطبقة على نقطة الاصل O′ في ثلاثي المحاور S′ . فمن أجل مراقب مرتبط بالجملة S′ ، تكون الشحنة ساكنة وتولد حقلاً كهراكدياً مركباته .

$$E'_z = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{qz'}{r'^3} \,،\quad E'_y = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{qy'}{r'^3} \,،\quad E'_x = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{qx'}{r'^3} \qquad [١٨،٥٩]$$

ويسود في الجملة S حقل كهرطيسي يمكن الحصول على مركباته الست بتطبيق صيغ التحويل [١٨،٤٥] على E′ وتطبيق تحويل لورنتز على إحداثيات المكان . ومنه ينتج :

$$r' = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2} = \sqrt{x^2 + y^2 + \alpha^2 (z - vt)^2}$$

$$E_z = \frac{\alpha}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{q(z - vt)}{r'^3} \,،\quad E_y = \frac{\alpha}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{qy}{r'^3} \,،\quad E_x = \frac{\alpha}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{qx}{r'^3}$$

$$H_z = 0 \,،\quad H_y = -\frac{\alpha v}{4\pi}\,\frac{qx}{r'^3} \,،\quad H_x = \frac{\alpha v}{4\pi}\,\frac{qy}{r'^3}$$

وتتناقص هذه المركبات تناقص $\frac{1}{r^2}$ مع المسافة . ويستنتج من ذلك أن

تدفق متجه بوينتنغ Poynting يكون منعدماً على امتداد كرة ذات نصف قطر كبير جداً : فالشحنة التي تتحرك حركة منتظمة لاتشع شيئاً من الطاقة الكهرطيسية (الجزء السابع ، ١٠ – ٤) .

ب • النسبية العامة

١٨ – ١٢ • — الحركات المتسارعة

ان مبدأ النسبية الخاصة لاينطبق الا على جمل مقارنة يتحرك بعضها بالنسبة الى البعض الآخر بحركات منتظمة (جمل المقارنة لغاليلي) . ويمكننا أن نتساءل فيما إذا كان ينبغي ان تبقى قوانين الظواهر الطبيعية على حالها عندما تنتقل من جملة مقارنة الى جملة اخرى تتحرك بالنسبة الى الاولى حركة ما . يبدو ان مايعترض ذلك على مايظهر ، هو ان التسارع يظهر بأن له طابعاً مطلقاً ؛ إذ يمكن كشفه بواسطة الآثار التي يولدها (قوى العطالة ، الجزء الاول ، ٩ – ٧ ، ٩ – ٨ ، ٩ – ١١) ، بحيث يمكن الجزم بأن جملة ما تتحرك حركة متسارعة دون استخدام علامات خارجية . فالمسافر في قطار والموجود في حجرة أغلقت نوافذها تماماً لا يمكنه ، بإجراء تجارب ميكانيكية ، معرفة ما اذا كان القطار ساكناً أم أنه يتحرك حركة منتظمة، ولكنه يستطيع معرفة ما اذا كان القطار قد توقف أم انه تحرك ، ومعرفة ما اذا ازدادت سرعته أم نقصت ؛ إذ عندما يكتسب القطار تسارعاً ما ، فإن الظواهر الميكانيكية تتعدل : فالجسم المتروك دون سرعة لا يسقط عند قدمي المراقب ولا يرسم خطاً مستقيماً الخ .

وكذلك ، تمكن تجربة نواس فوكو (الجزء الاول ، ١٦ – ٨) من إثبات دوران الارض ، أي ان لها تسارعاً بالنسبة لجمل المحاور لغاليلي . وجملة القول ،

إننا نكتشف أن جملة مقارنة ، كالارض ، تكون متسارعة بالنسبة الى جمل غاليلي ، وذلك من ان مبدأ العطالة في هذه الجملة ليس صحيحاً .

يبدو إذن ان فكرة المكان المطلق التي استبعدت في نظرية النسبية الخاصة في حالة الحركات المستقيمة المنتظمة ، تعود الى الظهور عندما تكون هناك حركات متسارعة . فاذا سلّمنا مثلاً، بأن تجربة فوكو تنجح فيما لو كانت الارض وحدها في الكون ، فذلك يدل على ان الارض تدور بالنسبة الى الفضاء .

١٨ ـ ١٣ . ــ التكافؤ بين آثار حقل ثقالة وحركة متسارعة .

أ) لإعطاء التسارع طابعاً نسبياً ، ينبغي إيجاده قوة قادرة على احداث آثار متماثلة ، بحيث يصبح من المستحيل ، عندما تتحقق هذه الآثار ، القول ما اذا كانت المادة متسارعة أم لا . وعليه فان هذه القوة موجودة : وهي الثقالة .

وفي رأي أينشتين ، اننا لن نرى دوران نواس فوكو ، فيما لو كانت الارض معزولة في الفضاء . واذا كانت التجربة تنجح،فذلك لأن الارض في حالة دوران بالنسبة للأجسام السماوية ، الشمس والنجوم الثابتة . فهذه الاجسام هي السبب المباشر لقوى العطالة التي تظهر في الاجسام التي تتمتع بتسارع نمامي او قطري .
وقد تصوّر أينشتين تجربتين بسيطتين لبيان تماثل آثار الثقالة والعطالة .

ب) في التجربة الاولى ، يعتبر مجرب حبيس في قفص مصعد مغلق تمام الاغلاق بحيث لا يكون لدى المجرب اي اتصال مع الخارج ؛ والقفص ساكن وواقع في حقل ثقالة الارض الذي يمكن اعتباره منتظماً في مجال القفص . ان المراقب يتحقق من أنه اذا ترك جسماً دونما سرعة فان هذا الجسم يسقط نحو أرضية القفص بحركة متسارعة بانتظام ، ويعرف ان ذلك ناجم عن جاذبية الارض . ومن الجدير بالملاحظة ان كل الاجسام تكتسب التسارع g (الجزء الاول ، ٨ – ٢) : وهذا ناجم عن ان جاذبية الارض ، شأنها شأن كل قوة

ثقالة تتناسب طرداً مع كتلة الجسم الذي يؤثر فيه ، بحيث أن التسارع الذي يكتسبه هذا الجسم والذي يساوي حاصل قسمة القوة على الكتلة يكون مقداراً ثابتاً . كذلك يمكن للمراقب أن يعلق جسماً بمقياس القوة وقياس توتر نابض الجهاز ، مما يمكنه من معرفة قيمة القوة التي تؤثر بها الأرض في الجسم ، أي وزنه : وهذا الوزن يساوي جداء كتلة الجسم بالتسارع g .

لنفترض الآن أن من الممكن إزالة جاذبية الأرض في داخل القفص ، ولكن في الوقت نفسه إكساب هذا القفص تسارعاً متجهاً نحو الاعلى ويساوي g : فلا يرى المراقب حينئذ شيئاً جديداً ، لأنه لم يتغير أي شيء بالنسبة إليه . فهو إذا ترك الآن جسماً دونما سرعة فان هذا الجسم يتوقف عن مشاركة القفص في تسارعه ويبدو ، كما في السابق أنه يسقط نحو أرضية القفص بحركة متسارعة بانتظام ذات تسارع مقداره g ، بينما الحقيقة أن القفص هو الذي يصعد بهذا التسارع . واذا علق المجرب جسماً بمقياس القوة ، فان توتر النابض يساوي التوتر السابق ، وينجم التوتر الآن من أن النابض يشارك في تسارع القفص ويعمل على نقل هذا التسارع الى الجسم ، غير ان هذا الجسم يعاكس عطالته ولكي يكتسب التسارع g نحو الأعلى ، ينبغي ان يؤثر النابض عليه بقوة تساوي تماماً جداء كتلته بالمقدار g (الجزء الاول ، ٩ – ١١) .

وهكذا نرى أن حقل الثقالة المنتظم يحدث نفس الآثار الميكانيكية التي يحدثها تسارع ثابت . ومن الطبيعي تعميم الامر ؛ لذلك ، اذا توقف قطار فان التسارع يحافظ على المنحى نفسه ولكنه لايكون ثابت القيمة : فبالنسبة للمجرب الذي في القطار ، يحدث الامر كما لو أن هناك حقل ثقالة افقياً متجهاً دائماً نحو مقدمة القطار ولكن قيمته متغيرة مع الزمن . ان التسارع على سطح الأرض ليس له منحى ثابت وليست له قيمة ثابتة ؛ وآثاره هي نفسها

فيما لو اعتبرت الارض ساكنة واضيف الى جاذبيتها حقل ثقالة معين متمم ، يحدث القوة التي يعتبرها مراقب ، مرتبط بمحاور غاليلي التي تدور الأرض بالنسبة اليها ، أنها قوة نابذة . فالتكافؤ بين التسارع وحقل الثقالة هو اذن امر حقيقي حتى ولو لم يكن التسارع ثابتاً .

ج) وفي التجربة الثانية ، يفترض ان قفص المصعد السابق يترك في حقل الثقالة الارضية بحيث يتحرك حركة السقوط الحر المتسارعة بانتظام . ويكون الامر بالنسبة للمجرب حبيس القفص كما لو ان حقل الثقالة قد زال : فاذا ترك جسماً دونما سرعة فانه يبقى بين يديه كما كان ، لأن هذا الجسم يستمر في مشاركته للجملة كلها في حركة سقوطها ؛ كذلك فان الجسم المعلق بنابض مقياس القوة لايؤثر بأي شد على هذا النابض ؛ وينعدم وزنه .

وجملة القول ، ان التجربتين السابقتين تدلان على ان بامكاننا أن نخلق أو أن نعدم حسبما نريد حقل الثقالة في مكان معين ، شريطة أن ننسب الظواهر الميكانيكية الى محاور تتحرك حركات متسارعة ومختارة اختياراً مناسباً[١] .

١٨ ـ ١٤ . ــ مبدأ التكافؤ .

يمكن تصور أن التكافؤ بين آثار التسارع وآثار حقل الثقالة المقابل صحيح لا من أجل الظواهر الميكانيكية فحسب ، بل من أجل كل الظواهر ، ويقودنا هذا في النهاية الى النص على المبدأ التالي الذي سماه أينشتين **مبدأ التكافؤ** .

إن قوانين الظواهر الطبيعية تبقى على حالها عند الانتقال من جملة مقارنة

(١) لنلاحظ أنه في علم هيئة الارض ، عندما تدرس تغيرات التسارع الناجم عن الثقالة بدلالة خط العرض (الجزء الاول ، ١٦ – ٦) ، تركب جاذبية الارض مع القوة النابذة الناجمة عن دورانها ، باعتبار انهما تحدثان نفس الاثار .

الى جملة أخرى تتحرك اي حركة بالنسبة للجملة الاولى ، شريطة ان يدخل في الجملة الاخيرة حقل ثقالة موزع توزيعاً مناسباً .

أ) إن الظواهر التي تحدث في القفص بالنسبة للمراقب الذي يسقط معه سقوطاً حراً تخضع لقوانين النسبية الخاصة ويمكن للمراقب أن يصف هذه الظواهر بواسطة المكان – الزمان باستعمال هندسة إقليدس .

ولكن ينبغي ان نلاحظ بأننا لا نستطيع كذلك إزالة حقل ثقالة الارض إلا في حيز صغير ؛ فالحقل قد زال بالنسبة للمراقب في القفص الذي يسقط سقوطاً حراً ولكن الاجسام الواقعة في الجانب المقابل له قطرياً على سطح الارض يكون تسارعها الآن بالنسبة إليه مساوياً ضعف تسارع الثقالة؛ فنحن لم نستطع إزالة الثقالة في منطقة معينة من الفضاء – فضلاً عن أنها صغيرة جداً – إلا بشرط زيادتها في مكان آخر . وهذا الامر صحيح بصورة عامة تماماً .

ب) وعليه فان المكان – الزمان الذي يوجد فيه حقل ثقالة ليس إقليدياً .

لنعتبر قرصاً مستوياً دائرياً يدور ، بالنسبة الى مراقب S عائد الى جملة محاور غاليلي ، بسرعة زاوية ثابتة حول محور عمودي على مستويه ومار من مركزه ؛ ليكن هناك على هذا القرص مراقب S′ . فهذا المراقب يستطيع أن يعتبر جملته ساكنة ، ويتحقق من وجود قوة مطبقة على الاجسام الواقعة على القرص ، ومتجهة وفق نصف القطر من المركز نحو الخارج ، وأن هذه القوة متناسبة مع الكتلة : إن هذه القوة هي القوة النابذة (الجزء الاول ، ١١-٣) بالنسبة لهذا المراقب ، ولكنه اذا افترض أن جملته ساكنة ، فانه يعزو هذه القوة الى وجود حقل ثقالة .

١° لنفترض ان هناك ميقاتيتين متماثلتين موضوعتين ، احداهما عند مركز القرص، حيث تكون ساكنة تقريباً وتدور حول نفسها ببطء شديد، والميقاتية الاخرى عند طرف القرص حيث تكون سرعتها كبيرة جداً . وتقدير سرعتي

الميقاتيتين هـذا هو تقدير المراقب S ؛ وبالنسبة اليه ، تكون الميقاتية الثانية متأخرة عن الاولى وفقاً لمبدأ النسبية الخاصة . أما بالنسبة للمراقب S′ ، فالميقاتيتان ساكنتان ، وتأخر الميقاتية التي في طرف القرص ، والذي يعزوه المراقب S الى الحركة ، يعزوه المراقب S″ الى حقل الثقالة الذي يعتقد بوجوده على القرص ، وهو حقل يزداد من المركز نحو الطرف : ويستنتج من ذلك ، أنه اذا وضعت ميقاتيتان متماثلتان في نقطتين مختلفتين في حقل ثقالة غير منتظم ، فان سيرها يكون مختلفاً بحيث أن الميقاتية التي تقع في المنطقة ذات الحقل الأقوى تتأخر عن الميقاتية التي توجد في المنطقة ذات الحقل الأضعف .

٢° لنفترض أن المراقب S′ يقيس نصف قطر قرص ومحيطه بافتراضها كبيرين جداً ، باستعمال متر معياري ؛ ان هذا المتر ، بالنسبة للمراقب S ، ووفقاً لمبدأ النسبية الخاصة ، عندما يجعل على طول المحيط يكون أقصر منه عندما يجعل على طول نصف القطر ، اذ أنه في الحالة الاولى يتحرك في اتجاه طوله مما يحدث فيه تقلصاً (الفقرة ١٨ – ٥) ، بينما يتحرك في الحالة الثانية عمودياً على طوله مما لايحدث أي أثر . فهذه النتيجة لايمكن للمراقب S′ أن يعزوها الا إلى حقله حقل الثقالة .

١٨ ـ ١٥ ٠ ـــ الفاصل في النسبية العامة

أ) ان امكانية جعل المكان اقليدياً في منطقة محدودة من الفضاء ، وهي التي درست في الفقرة ١٨–١٤ أ ، توحي بمقارنة . عندما نعتبر سطحاً ما ، كرة أو اهليلجاً بجسماً الخ . . ، فان الهندسة ذات البعدين لاتكون على هذا السطح مثلها على سطح مستو ؛ ولكن اذا اعتبرنا منطقـــة صغيرة صغراً

كافياً من هذا السطح ، واتخذنا محاور احداثيات مناسبة ، فاننا نجد من جديد ان هندسة السطح المستوي صالحة : ذلك لأن للسطح مستوياً مماساً يمكن ان يُلبس به السطح على امتداد صغير صغراً كافياً .

فعلى غرار ذلك ، يمكننا القول انه عندما يكون هناك حقل ثقالة ، فإنه يكون للمكان ـ الزمان الحقيقي مكان ـ زمان اقليدي مماس يلبس به فيما اذا اعتبرنا امتداداً صغيراً صغراً كافياً .

ب) ان المقدار الاساسي في النظرية النسبية العامة ، كما هو الامر في الخاصة ، هو الفاصلة التي تفصل بين تطابقين في المكان والزمان ، اي بين حادثتين . فالعبارة [١٨،١٤] ، عبارة الفاصلة بين حادثتين متجاورتين تجاوراً لامتناهياً في النسبية الخاصة ، لاتكون صالحة ، وفقاً لما مر بنا فيما تقدم ، الا في مجال من المكان ـ الزمان صغير صغراً لامتناهياً ومنسوب الى محاور غاليلي .

ولبيان كيفية التعبير عن الفاصلة اللامتناهية في الصغر لمكان غير اقليدي في جملة احداثيات أياً كانت ، ننطلق على غرار مسألة نظرية السطوح . مجال صغير صغراً لا متناهياً لسطح ما يلبس بالمنطقة المقابلة من المستوى المماس له . في هذا المستوى ، تكون عبارة المسافة مابين نقطتين متجاورتين تجاوراً لامتناهياً بالاحداثيات الكارتيزية (الشكل ١٨ - ٨ a) كما يلي :

الشكل ١٨ - ٨ . احداثيات كارتيزية واحداثيات منحنية . (في b) اقرأ du و dv عوضا عن dx و dy

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 \qquad [١٨،٦٠]$$

ولكن هذه الاحداثيات لا يمكن بوجه عام أن تفيد في دراسة هندسة السطح المعطى . ولكي تنطبق توابيع المقارنة تماماً مع حدود هذا السطح ، ينبغي بوجه عام تكوينه من أسرتين من المنحنيات الكيفية، حيث يتعين افراد الاسرة بالاعداد $u = 1,2,..$ و $v = 1,2,..$ (الشكل ١٨ - ٨ b). وتصبح خيطات التربيع بوجه عام متوازيات أضلاع منحنية ، تختلف اطوال اضلاعها من نقطة لأخرى . وينتج من ذلك ان الاعداد التي تمثل عقد الشبكة لا تكون متناسبة مباشرة مع المسافة التي تفصل بينها . وفي مثل جملة المقارنة هذه ، تُعطى المسافة بين نقطتين متجاورتين تجاوراً لامتناهياً AB في المستوي المماس للسطح عند A بالصيغة التالية :

$$ds^2 = \overline{AC}^2 + \overline{BC}^2 + 2\,\overline{AC}.\overline{BC}\cos\theta$$

وينبغي كتابة :

$$BC = \sqrt{g_{22}}\,dv \qquad AC = \sqrt{g_{11}}\,du$$

حيث يبين المعامل $\sqrt{g_{11}}$ العلاقة بين احداثيات A وإحداثيات C والطول AC ، الخ ...

لنضع

$$g_{12} = \sqrt{g_{11}.g_{22}}\cos\theta$$

فيكون لدينا :

$$ds^2 = g_{11}du^2 + 2g_{12}du\,dv + g_{22}dv^2 \qquad [١٨،٦١]$$

وتعبر هذه الصيغة عن تعميم دعوى فيثاغورس بالاحداثيات المنحنية .

وتختلف المعاملات g بوجه عام من نقطة الى اخرى على السطح؛ وهي توابع للمقدارين u و v ، إلا في الحالة التي يكون السطح فيها إقليدياً . فاذا عرفت هذه التوابع ومشتقاتها ، فانه يمكن حينئذ البرهان على ان خواص الخطوط المرسومة على السطح يمكن التعبير عنها بصيغة مستقلة عن جملة الاحداثيات

المستعملة . وهـذه هي ، بوجه خاص ، حالة الخطوط الجيوديزية ، أي خطوط أقصر مسافة ، التي تقوم بدور شبيه بدور الخط المستقيم بالنسبة الى السطح المستوي .

اذا افترضنا ذلك ، فان الترجمة التحليلية لمبدأ التكافؤ (الفقرة ١٨ – ١٤) في صيغة تطبق على النسبية العامة تتم بصورة مماثلة للتي رأيناها منذ قليل في حالة السطوح . وتتعين كل حادثة الآن بأربعة احداثيات أيا كانت x_4 , x_3 , x_2 , x_1. ويمكن ان تصاغ الفاصلة بين حادثتين متجاورتين تجاوراً لامتناهياً [١٨،١٤] بصيغة تذكر بالصيغة [١٨،٦١] ، اي :

$$ds_2 = g_{11}dx_1^2 + g_{22}dx_2^2 + g_{33}dx_3^2 + g_{44}dx_4^2 \quad [١٨،٦٢]$$
$$+ 2g_{12}dx_1\,dx_2 + 2\,g_{23}dx_2dx_3 + 2\,g_{34}dx_3dx_4 + 2\,g_{13}dx_1dx_3$$
$$+ 2\,g_{14}\,dx_1dx_4 + 2\,g_{24}\,dx_2dx_4$$

ان عبارة ds^2 هذه لاتستبق الحكم على خواص الكون ، مثلما ان العبارة [١٨،٦١] لاتفترض الا كون السطح غير اقليدي . فالخواص الحركية للكون تتميز بعبارات المعاملات المختلفة g_{ik} $(i, k = 1, 2, 3, 4)$ وبمشتقاتها بدلالة الاحداثيات ، على غرار خواص سطح ما .

في المكان ـ الزمان حيث يوجد حقل ثقالة ، لاتتحرك النقطة المادية ، حسب نيوتن ، حركة مستقيمة ومنتظمة لأنها تخضع لبعض قوى معينة بواسطة تابع وحيد للاحداثيات المكانية وللزمان ، وهو كمون الثقالة . امـا وجهة النظر النسبوية فمختلفة : وهي ان قانون حركة النقطة المادية لايتغير ، وهذه النقطة ترسم دائماً خطاً جيوديزياً ، غير ان وجود المادة او وجود الطاقة الأمران سيان ، يعدل المكان ـ الزمان الذي لايعود اقليدياً ، وهذاالتعديل هو الذي يجعل النقطة المادية لاتعود تتحرك حركة مستقيمة منتظمة . ونبين

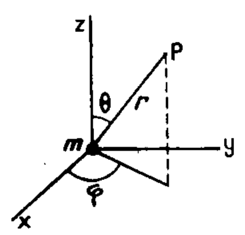
صيغة المعادلات ان المعاملات g_{ik} تقوم بدور شبيه بدور الكمون النيوتني . لذلك ، سميت المعاملات العشرة g_{ik} في [١٨، ٦٢] **كمونات الثقالة** .

كذلك تؤخذ المعادلة [١٨، ١٤ مكرر] ، في النسبية العامة ، للتعبير عن **مبدأ العطالة المعمم** . ويتم الحصول ايضاً على حركة نقطة مادية حرة بكتابة ان الطاقة الضوئية ترمم خطاً جيوديزياً ذا طول منعدم .

١٨ ـ ١٦ . — قانون الثقالة

ان كمونات الثقالة العشرة لايمكن ان تـُختار اختياراً كيفياً ؛ اذ ينبغي ان تحقق علاقات معينة تبين كيف يؤثر توزع المادة والطاقة على المكان–الزمان ، اي انها تعبر عن القانون العام للثقالة .

ولايجاد العلاقات التي نحن بصددها ، نسترشد بالاعتبارات التالية : ينبغي الا تتغير المعادلات المطلوبة بتغير الاحداثيات ايا كان ؛ وينبغي ان تكون مماثلة بعض التماثل لمعادلات نظرية نيوتن ، التي تؤلف طبعاً تقريباً أولياً ، وينبغي ان تكون محققة بكمونات المكان – الزمان الاقليدي في النسبية الخاصة ، التي تكون قيمها مناسبة عندما نكون على بعد كبير من أي مادة .



الشكل ١٨ – ٩ . احداثيات قطبية لدراسة قانون الثقالة

ويعبر عن القانون العام بعشر معادلات تفاضلية معقدة ، لا يمكن مكاملتها الا في بضع حالات خاصة . فمثلاً ، عندما يكون حقل الثقالة ناجماً عن كتلة جاذبة وحيدة m، نجد، انه في جملة احداثيات الكروية في الشكل ١٨ – ٩ ، تكون عبارة ds^2 الفاصلة ، على بعد كاف من m ، كما يلي :

$$ds^2 = \frac{dr^2}{1 - \frac{2\mathcal{G}m}{r}} + r^2 (d\theta^2 + \cos^2\theta\, d\varphi^2) - \left(1 - \frac{2\mathcal{G}m}{r}\right) c^2 dt^2 \qquad [٦٣،١٨]$$

حيث $\mathcal{G}$ ثابتة الثقالة (الجزء الاول ، ١٦ - ٢) . وفي نقطة ثابتة P ، يكون لدينا :

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2\mathcal{G}m}{r}\right) c^2 dt^2 \qquad [٦٤،١٨]$$

و

$$d\tau^2 = -\frac{ds^2}{c^2} \qquad [٦٥،١٨]$$

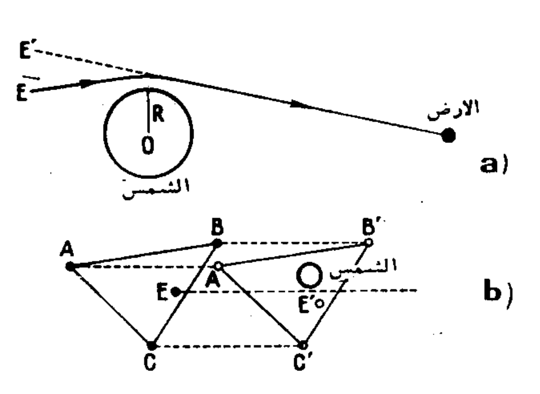
حيث يمثل $d\tau$ فاصلة الزمن الخاص الذي يفصل في المكان المعتبر بين حادثتين متجاورتين تجاوراً لامتناهياً .

١٨ - ١٧ . — التحقيقات التجريبية لمبدأ النسبية العام .

سوف نورد تحقيقين مأخوذين في مجال الضوء ، وتحقيقاً في مجال الفلك .

أ) انحراف الاشعة الضوئية . إن الضوء لا ينتشر في حقل الثقالة وفق أشعة مستقيمة . لبيان ذلك ، نعتبر قفص المصعد في الفقرة ١٨ - ١٤ الساقط سقوطاً حراً في حقل ثقالة الارض؛ ففي داخل القفص ليس هناك أي حقل ثقالة. فاذا كان المراقب الذي في القفص يرسل شعاعاً ضوئياً موازياً لأرضيته الافقية ، فان هـذا الشعاع ، بالنسبة اليه ، يظل في طوله كله موازياً للارضية ، ولكن بالنسبة لمراقب خارجي ، يكون هناك حقل ثقالة ، وإذا كان الشعاع الضوئي يظل دائماً على نفس البعد من الارضية التي تسقط ، فهـذا يعني في الحقيقة أنه يكون منحنياً نحو الارض ، أي نحو المناطق التي يشتد فيها الحقل .

وفي حالة كتلة جاذبة وحيدة m ، كالشمس مثلاً ، يمكن أن نحسب بدقة تحرك الضوء ، بأن نكتب أنه يرسم خطاً جيوديزياً ذا طول منعـدم . فالشعاع الضوئي المار بقرب الشمس والوارد من نجم E ينحرف (الشكل ١٨ – ١٠ a) ، واذا وصل هذا الشعاع الى مراقب على سطح الارض ، فان هذا المراقب يرى النجم في المنحى 'E ، لا في المنحى E . واذا كان R هو أصغر بعد بين الشعاع المار ومركز الشمس ، فان الانحراف الكلي بين المنحى الاولي والمنحى النهائي يساوي :



الشكل ١٨–١٠ . مبدأ طريقة قياس انحراف الاشعة الضوئية بفعل الشمس

$$\alpha = \frac{4\ Gm}{c^2 R}$$

فمن اجل نجم يُرى في الجوار المباشر للشمس نجد $\alpha = 1'',74$ باعتبار أن m كتلة الشمس و R نصف قطرها .

ويمكن تفسير نصف هذا الانحراف بقانون نيوتن نفسه ، فيما إذا اعتبرنا الطاقة الضوئية ذات ثقل ، وهو ما يقول به مبدأ النسبية الخاصة . ولكن لايمكن تفسير النصف الثاني إلا على أساس من الطابع غير الاقليدي للمكان – الزمان ، كما تقول بذلك النسبية العامة .

فلدينا إذن الوسيلة للحكم بالتجربة بين نظرية نيوتن ونظرية أينشتين . ولكن لايمكن اجراء التجربة إلا في حالة كسوف الشمس الكلي ، اذ أن أي تصوير

للنجوم القريبة من طرفها في غير هذه الحالة مستحيل . فقبل الكسوف ، يصور النجم E كما تصور في الوقت نفسه النجوم A , B , G (الشكل ١٨ – ١٠ b) التي تؤلف مثلث مقارنة يتحدد بالنسبة لرؤوسه موضع النجم E ؛ يعاد التصوير في حين الكسوف ، حين تكون النجوم السابقة قد اصبحت في المواضع A' , B' , C' و E' ، ويحدد من جديد موضع E' بالنسبة إلى رؤوس المثلث التي تكون قد ابتعدت عن طرف الشمس . ويرى بالفعل أن E' أبعد من E عن الشمس ، ويستنتج من ذلك انحراف الشعاع الضوئي . ولكن القيمة الناتجة ، هي صغيرة جداً ، الا ان التجربة ، التي كررت في بضعة كسوفات كلية ، اظهرت انها ترجح نظرية اينشتين على نظرية نيوتن .

ب) **تغير طول موجة الخطوط الطيفية** . ان اي ذرة تصدر شعاعة تؤلف ميقاتية طبيعية . لنلاحظ ، بواسطة قياسات لطول الموجة ، دور ذرة على سطح الارض ودور ذرة من النوع نفسه واقعة على سطح الشمس . إن لهذه الحادثة مدتها الخاصة نفسها δt المعطاة بالعلاقة [١٨، ٦٥] ، في نقطتين من الكون . ولكن مدتها على الارض δt ليست كمدتها $\delta t'$ على الشمس ، لأن ds^2 ليس واحداً وفقاً للعلاقة [١٨، ٦٤] . وعليه ، فان حقل الثقالة العائد للأرض مهمل بالنسبة للحقل الذي يسود الشمس ، بحيث يكون لدينا على وجه التقريب :

$$\frac{\delta t}{\delta' t'} \simeq \sqrt{1 - \frac{2\mathcal{G} m}{r}} \qquad [١٨، ٦٦]$$

حيث يعود m و r للشمس .

ويلاحظ أن $\delta t' > \delta t$. اي ان الخط الطيفي الصادر على سطح الشمس ينزاح نحو الاحمر بالنسبة للخط الصادر على سطح الارض . وقد تم التحقق من الصيغة [١٨، ٦٦] بصورة مرضية من أجل خطوط اصدار Fe و Mg ومن اجل عصائب امتصاص CN .

ج) انزياح حضيض عطارد

نورد هذه الظاهرة ، على الرغم من انها لاتمت الى الضوء بصلة ، وذلك لانها تؤلف التحقيق الاشد وضوحاً للنظرية . ان كوكب عطارد يقع في منطقة من الفضاء حيث يبرز الطابع غير الاقليدي للكون بروزاً كافياً لان يجعل قانون نيوتن غير صالح للتعبير عن كل الامور . فلو ان الشمس كانت هي الكتلة الوحيدة الجاذبة ، اذاً لكان محرك عطارد اهليلجياً . ولكن وجود الكواكب السيارة الاخرى يغير شكل محركه . وينتج من ذلك ، بوجه خاص ، ان الحضيض ، هو النقطة من المحرك شبه الاهليلجي الاكثر قرباً من الشمس ، يدور باطراد حول الشمس بمقدار ٥٧٤″ ثانية في كل قرن . ان الميكانيك السماوي يتنبأ بحركة مقدارها ٥٢٤″ . وتضيف النظرية النسبية العامة الى ذلك ، دونما فرضيات تكميلية ، انزياحاً قدره ٤٣″ ثانية، وهو مايساوي تقريبا بقية الانزياح أي ٤٠″ .

١٨ ـ ١٨ . ـــ الكون غير محدود ولكنه متناه

اذا سلمنا بأن الكون ذو امتداد لامتناه ، بحيث توجد النجوم في كل الارجاء ، فمن الطبيعي ان نتصور بأن كثافة المادة واحدة وسطيا اينما كان . فلو ان الامر كان كذلك ، واعتبرنا كرة نصف قطرها R ، لكانت نظرية نيوتن تقضي بأن يزداد حقل الثقالة على سطح هذه الكرة ازدياداً لامتناهياً كلما ازداد R : وهذا امر مستحيل .

ويمكن التخلص من هذه الصعوبة بالتسليم بأن الكون مركزاً تتناقص كثافة النجوم بدءاً منه حتى تنعدم على مسافات كبيرة جداً ، ولكننا نقع حينئذ في مشكلة اخرى : فالضوء وكذلك بعض النجوم كالمذنبات ، تبتعد في كل لحظة عن المركز دون ان تعود اليه بعد ذلك ، وعليه ينبغي ان تنقص طاقة الكون باستمرار اي ان تنقص مادته .

ويمكن اختبار هذه النتائج اذا سلمنا بأن الكون متناه . وهذا لايمنعه من ان يكون دون حدود . ومن الواضح ان من الصعب ادراك مثل هذا الكون ، ومع ذلك يمكن ادراك امكانه بالاستعانة بأمور مماثلة . فسطح كسطح الكرة هو سطح متناه ولكن ليس له مع ذلك حدود ، فلو أنه كانت هناك كائنات تعيش على هذه الكرة دون ان

تستطيع مغادرتها ، وسارت هذه الكائنات على استقامة واحدة الى الامام ، مما يجعل محركها دائرة كبيرة ، اذاً لما وجدت حـــدأ لعالمها ، ولانتهت بالعودة الى نقطة انطلاقها . يمكننا اذن ان نتصور اننا لو سرنا في كوننا ذي الابعاد الثلاثة في نفس المنحى على الدوام ، اذاً لامكننا ان ننتهي بالعودة الى نقطة انطلاقنا . وعلى هـــذا ينبغي ان يعود الشعـــاع الضوئي بعد فترة معينة من الزمن الى النقطة التي انطلق منها .

* * *

تمـارين

١٨ – أ على محور $z'oz$ عائد لجملة المقارنة S ، توجد في النقـاط 0 ، z_1 ، z_2 ، ...z_n منابـع ضوئية عليها ان تصدر بروقاً في اللحظـات 0 ، $t_1 = z_1/u$ ، ... $z_n = z_n/u$

١ً . – ان ابعاد u هي ابعاد السرعة . هل يمكن اختيارها اكبر من سرعة الضوء ؟

٢ً . – اذا كانت المنابع الضوئية متساوية الابعاد ، فماذا يرى مراقب $0'$ ، يكون موجوداً في 0 في اللحظة صفر ومتحركاً على oz بسرعة v ؟

١٨ – ب يتجه صاروخ نحو كوكب يبعد عنا ٤ سنوات ضوئية ، بسرعة ثابتة قدرها $v = 0{,}8\,c$. احسب المدة t للرحلة بالنسبة الى مراقب ارضي والمدة t' بالنسبة الى مراقب راكب في الصاروخ .

١٨ – ج يقدر مراقب ثابت بالنسبة الى الارض T بان حادثتين همـــا متزامنتان ، وهاتان الحادثتان تجري احداهمـا (١) على الارض ، والثانية (٢) على نجم E يرى على الافق في استقامة محور العالم . احسب الفاصل الزمني $\Delta t'$ الذي يفصل ادراك هاتين الحادثتين اذا كان المراقب يتجه نحو الكوكب بسرعة $v = 5\ \mathrm{Km}/h$.

١٨ – د تتجه دقيقتان P_1 و P_2 نحو بعضهما بعضاً بسرعتين $v_1 = 0{,}990\ c$ و $v_2 = -v_1$ (وقد قيست هاتان السرعتان بالنسبة الى نفس جملة المقارنة S) احسب سرعتهما النسبية w .

١٨ – هـ احسب السرعة الشعاعية v لسديم بالنسبة الى الارض ، مع العلم بأن الخط H_γ ($\lambda = 4\,370$ Å) لطيفه منزاح بمقدار 20 Å نحو الاحمر بالنسبة

الى الخط الذي يصدره منبع أرضي . هل ينبغي اخذ الافعال النسبوية بعين الاعتبار ؟

١٨ — و بين مـا هو التعديل الذي يطرأ على القطوع المكافئة لطمسن (الجزء ٦ ، ١٧ — ٢٣) عندما يؤخذ بعين الاعتبار التغير النسبي لكتلة الايونات .

١٨ — ز اذا قبلنا بأنه لو لم يكن هنالك امتصاص من قبل جو الارض ، لكان كل سنتمتر مربع من سطح الارض يتلقى في الثانية قرابة حريرتين ، بشكل طاقة اشعاعية آتية من الشمس ، التي تبعد عن الارض ١٫٥ × ١٠^٨ كيلومتراً . احسب الكتلة α التي تفقدها الشمس كل دقيقة بالاشعاع .

١٨ — ح برهن على العلاقة الآتية ، التي هي صحيحة في الميكانيك النسبوي

$$(mv)^2 = \frac{W^2 - u^2}{c^2}$$

بين كمية الحركة mv والطاقة الكلية W والطاقة الداخلية U .

١٨ — ط تؤخذ شحنتان كهربائيتان نقطيتان متساويتان q + وتوضعان في الخلاء ، احداهما في الذروة O لثلاثي وجوه المقارنة S ، والاخرى في نقطة P احداثياتها $x = a$ ، $y = z = 0$.

احسب ، بالرجوع عند الاقتضاء الى الفقرة ١٦—٥ من الجزء ٦ ، القوة F' التي تعمل بين هاتين الشحنتين في جملة مقارنة S′ تكون في حالة انزلاق منتظم في استقامة oz بالنسبة الى S ، بالسرعة v .

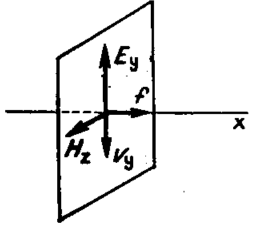
* * *

الفصل التاسع عشر

تتمات في بعض مظاهر ميكانيك الفوتونات

١٩ ـ ١ . ــ ضغط الاشعاع .

أ) إن النظرية الكهرطيسية (الجزء السابع ، ٩ – ١٠ والجزء الثاني ، ٢٠ – ٥) تبين ان كل سطح كامل الامتصاص ذي مساحة S اذا تعرض الى إشعاع ما فان هذا يؤثر عليه **بضغط الاشعاع** p الذي يقاس بنصف الكثافة الحجمية للطاقة المشعة المنقولة عمودياً على S . والقوى العائدة لهذا الضغط تقوم بدور هو بلا شك دور أساسي في بعض ظواهر الفيزياء الفلكية (توازنات أو حركات المادة في داخل النجوم ، وفي التاج الشمسي ، الخ ...) . أما في شروط التجارب الارضية فان p لا يتعدى 10^{-6} الى 10^{-7} نيوتن/متر مربع، وقياسه، الذي يتم بواسطة ميزان الفتل (الجزء الاول ، ١٦ – ٢) هو قياس صعب ودقيق ؛ وينبغي التخلص من آثار القياسات الاشعاعية (الجزء الثاني ، ١١ – ١٢ ج) عندما يجري القياس في خلاء شديد .



الشكل ١٩ – ١ . ضغط الاشعاع

ب) فلنعمل على تفسير وجود هذا الضغط . ولنفترض أن الكتروناً من المادة المستقبلة ، شحنته $(-e)$ ، يقع تحت تأثير حقل كهربائي E_y لموجة مستقطبة استقطاباً مستقيما وتنتشر وفق Ox (الشكل ١٩ – ١) . فاذا وصل الالكترون الى سرعة حدية v_y ، فان القوة الكهرا كدية eE_y — التي تؤثر فيه

توازن قوة احتكاك ذات صيغة $k'v_y$. وتكون قيمة الطاقة التي تعطى للالكترون في خلال واحدة الزمن مساوية :

$$\mathcal{T} = -ev_y E_y$$

وفي الوقت نفسه ، يؤثر التحريض المغناطيسي $\mu_0 H_z$ للموجة (العمودي على E_y وعلى Ox) على الالكترون بقوة متجهة وفق Ox ، وهي تساوي ما يلي وفقاً للعلاقة [١،٢١] .

$$f = -ev_y\mu_0 H_z = -ev_y \frac{E_y}{c}$$

واذا كان N هو عدد الالكترونات في واحدة المساحة من السطح الذي تسقط عليه الموجة ناظمياً ، فان الجداءين $N\mathcal{T}$ و Nf يمثلان على التوالي الطاقة وكمية الحركة اللتين تنقلهما الموجة إلى هذه المساحة في واحدة الزمن . ويمكن اعتبار ان الموجة تنقل الطاقة وكمية الحركة معاً . والنسبة بين هاتين الكميتين تساوي :

$$\frac{\mathcal{T}}{f} = c \qquad [١،١٩]$$

أي تساوي سرعة الضوء .

لقد أجرينا المحاكمة فيما تقدم من أجل موجة مستقطبة استقطاباً مستقيماً . ولكن الآثار تكون مماثلة كيفما كانت حالة استقطاب الموجة .

ج) هناك أثر ذو أهمية خاصة يظهر في الحالة التي تكون فيها الموجة مستقطبة استقطاباً دائرياً . وتبين تجارب اشد دقة من التجارب السابقة أن موجة كهذه اذا استقطبت ناظمياً على سطح وسط ماص فانها تكسبه عزماً حركياً موازياً لمنحى الانتشار وتتوقف جهته على جهة الاهتزازة الدائرية .

ويمكن حساب شبيه بالحساب السابق من تعيين عزم كمية الحركة المنقول من قبل

موجة مستقطبة دائرياً . اذا وقع الكترون تحت تأثير القوة eE – العائدة للمتجه E الذي يدور بسرعة زاوية ثابتة ω ، ومن جهة اخرى تحت تأثير قوى الاحتكاك ، فانه يكتسب سرعة دوران v ثابتة تعطى بالعلاقة $k' v = - eE$ ، ويرسم محيط دائرة نصف قطرها $r = \frac{v}{\omega}$. اما الطاقة التي يكتسبها الالكترون من الموجة في واحدة الزمن فتساوي :

$$\mathcal{P} = - e E v = - eE \omega r$$

ومن جهة اخرى ، فان عبارة عزم القوة eE – بالنسبة الى محور عمودي على المحيط في مركزه هي :

$$\Gamma = - e E r$$

وهو يمثل عزم كمية الحركة التي يكتسبها الالكترون من الموجة في واحدة الزمن . وتكون نسبته $\mathcal{P}$ الى Γ مساوية :

$$\frac{\mathcal{P}}{\Gamma} = \frac{- eE\omega r}{- eEr} = \omega \qquad [٢،١٩]$$

١٩ ـ ٢ . ـــ طاقة الفوتون وكمية حركته وعزمه الحركي

أ) إن كل الخواص السابقة التي تدل على أن الموجة تتمتع ، علاوة على الطاقة ، بكمية حركة وعزم حركي ، يمكن تفسيرها بسهولة بأن تنسب هذه المقادير الى الفوتونات .

فطاقة الفوتون تساوي :

$$W = h \nu \qquad [٣،١٩]$$

وإذا كان n يدل على عدد الفوتونات في واحدة الحجم ، فان كثافة الطاقة المشعة تساوي $nh\nu$. وهذه القيمة تساوي ضعف ضغط الاشعاع .

ووفقاً للعلاقة [١،١٩] ، تساوي كمية حركة الفوتون :

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \qquad [٤،٤٩]$$

ولما كان الفوتون ينتقل بالسرعة الحدية c في الخلاء ، فان كتلته الخاصة تكون منعدمة (الفقرة ١٨ – ٥ ، ﻫ) . ويمكن مع ذلك اعتبار أن الفوتون كتلة نسبوية تستنتج من العلاقة [٣٦،١٨] ، أي :

$$m = \frac{W}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \qquad [٤،١٩]$$

ووفقاً للعلاقة [٢،٢٩] ، يكون لفوتون موجة مستقطبة دائرياً عزم حركي طويلته تساوي :

$$g = \frac{h\nu}{\omega} = \frac{h}{2\pi} \qquad [٥،١٩]$$

وهكذا يُنسب اسبين للفوتون ، كما ينسب الى الالكترون (الفقرة ١٤ – ١٣) . ويكون المتجه المحوري g موازياً أو موازياً ومعاكساً لاتجاه انتشار الفوتون ، حسبما تكون الموجة العائدة له مستقطبة استقطاباً دائرياً يسارياً أو يمينياً .

ب) ان مفهوم اسبين الفوتون يمكن أن يفسر بسهولة قواعد الاصطفاء الخاصة باصدار الاشعاع من قبل الذرات الى الكترون او امتصاصه منـه . كذلك فان علاقة بور [٣٠،١٤] تترجم انحفاظ الطاقة عند الاصدار او الامتصاص . لنعبر عن انحفاظ العزم الحركي (انظر الجزء الاول ، ١٢–١) . ان العدد الكوانتي j يرتبط مع العزم الحركي الكلي للذرة ، وتغيراته تخضع لقاعدة الاصطفاء .

$$\Delta j = 0 \, , \pm 1 \qquad [٥٠،١٤]$$

لنكتب أن العزم الحركي للموجة الصادرة(او الممتصة)يساوي ويعاكس تغير العزم الحركي G للذرة .

$$g = \frac{h}{2\pi} \quad ، \quad \Delta G = -\frac{h}{2\pi} \text{ يعطي } \Delta j = 1$$

(اصدار ضوء دائري يساري)

$$g = -\frac{h}{2\pi} \quad ، \quad \Delta G = \frac{h}{2\pi} \text{ يعطي } \Delta j = -1$$

(اصدار ضوء دائري يمني)

$$g = 0 \quad \Delta G = 0 \text{ يعطي } \Delta j = 0$$

(اصدار ضوء مستقيم)

ملاحظة . – على الرغم من أن مفهوم الفوتون على هذا النحو يبدو مناسباً لدراسة عدد من الظواهر الضوئية ، فان تفسير هذه الظواهر بواسطة **انحفاظ** الطاقة وكميات الحركة والعزوم الحركية لايؤلف دليلاً على الطابع الجسيمي للضوء، ذلك لأن هذا **الانحفاظ** صحيح أيضاً في النظرية الموجية. فضغط الاشعاع واستقطـــاب الخطوط الطيفية لزيمان مثلاً ، يمكن إدراكها في النظرية الكهرطيسية الكلاسيكية ، كما وجـدنا ذلك (الفقرة ١٩ – ١ والفقرة ١٤ – ١٠ ب) .

١٩ - ٣ . — التفسير الكوانتي لفعل كومتون .

إن المعيار الحقيقي للمظهر الجسيمي لظاهرة ما هو ميزتها أو طابعها المنفصل الذي أشرنا اليه في الفعل الكهرضوئي (الجزء السادس ، ١٦ – ٢١) . ويفسر فعل كومتون (الفقرة ١٠ – ١٤) تفسيراً بسيطاً جداً بالنظرية الجسيمية للضوء ، باعتبار حزمة الاشـــعة السينية ذات التواتر ν_0 وطول الموجة λ_0 ($\lambda_0 = \frac{c}{\lambda_0}$)

مكونة من أسراب من الفوتونات ذات المحارك المستقيمة والمتوازية . لنسلم بأن انتثار الاشعة السينية بفعل ذرة ما يعود الى اصطدام مرن بين فوتون واحد الكترونات الذرة، ولنطبق على هذين الجسيمين قوانين الاصطدام المرن (الجزء الاول ، ١٣ ـ ٧) : أي انحفاظ الطاقة وانحفاظ كمية الحركة . والفرق الوحيد بين فوتون وقذيفة مادية هو ان الفوتون يستمر بعد الاصطدام على الانتشار بالسرعة c (في الخلاء) : ولا يمكن تفسير نقصان الطاقة وكمية الحركة إلا بنقصان التواتر ν_0 ، الذي يتوقف على شروط الاصطدام .

ولاجراء الحساب ، نسلم بأن الالكترونات حرة . ولما كان يمكن للالكترونات أن تتخذ سرعات كبيرة ، فمن المناسب التعبير عن طاقتها الحركية وكمية الحركة فيها بواسطة صيغ نسبوية (الفقرة ١٨ ـ ٧) ، أي :

$$W_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \qquad [١٩،٦]$$

$$P = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad [١٩،٧]$$

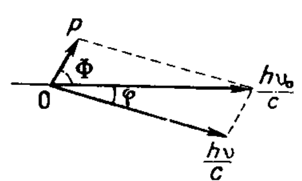
حين يلتقي فوتون تواتره ν_0 وكمية حركته $\frac{h\nu_0}{c}$ بالكترون ساكن عند 0 (الشكل ١٩ ـ ٢) ، فان مساره ينحرف بزاوية φ ويصبح تواتره مساوياً ν ، ويقذف الالكترون في الوقت نفسه في منحى Φ بطاقة حركية W_k [١٩،٦] وكمية حركة P [١٩،٧] . ان انحفاظ الطاقة يعطي العلاقة التالية :

$$h\nu_0 = h\nu + m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) \qquad [١٩،٨]$$

اما انحفاظ الدفع فيزودنا بعلاقتين فنجد باسقاط متجهات الشكل ١٩ ـ ٢ على منحى الورود :

$$\frac{h\nu_0}{c} - \frac{\nu}{h} \cos\varphi = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}} \cos\Phi \qquad [١٩،٩]$$

وفي المنحى العمودي نجد :



الشكل ١٩-٢- مخطط انحفاظ كميات الحركة في فعل كومتن

$$\frac{h\nu}{c}\sin\varphi = \frac{m_0 v}{\sqrt{1-\beta^2}}\sin\Phi \qquad [١٠،١٩]$$

وتمكن العلاقات السابقة من حساب ν بدلالة φ . لنربع الصيغتين [٩،١٩] و [١٠،١٩] ثم نجمعها فنجد باعتبار ان $\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0}$ و $\lambda = \frac{c}{\nu}$:

$$\frac{h^2}{\lambda_0^2} + \frac{h^2}{\lambda^2} - \frac{2h^2}{\lambda_0 \lambda}\cos\varphi = \frac{m_0^2 v^2}{1-\beta^2} = \frac{m_0^2 c^2}{1-\beta^2} - m_0^2 c^2$$

واذا جعلنا في العلاقة [٨،١٩] الحد $\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ وحده في طرف ثم ربعناها ، فاننا نحصل على :

$$\frac{h^2}{\lambda_0^2} + \frac{h^2}{\lambda^2} - \frac{2h^2}{\lambda_0\lambda} + 2 m_0 hc\left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right) + m_0^2 c^2 = \frac{m_0^2 c^2}{1-\beta^2}$$

والمقارنة بين الصيغتين الاخيرتين تعطي :

$$\lambda - \lambda_0 = \Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c}(1-\cos\varphi) = \frac{2h}{m_0 c}\sin^2\frac{\varphi}{2} \qquad [١١،١٩]$$

وهذه الصيغة على وفاق مع النتائج المـــذكورة (في الفقرة ١٠–١٤) : فالمقدار $\Delta\lambda$ لايتوقف لا على طول موجة الاشعة ولا على طبيعة الناثر بل يتوقف على φ ، لأن h و m و c ثوابت عامة . فاذا اخذنا بعين الاعتبار قيمتها وجدنا :

$$\Delta\lambda = 0{,}0484 \sin^2\frac{\varphi}{2}\ (\text{Å}) \qquad [١٢،١٩]$$

فمن أجل $\varphi = 0$ يكون $\Delta\lambda = 0$ ؛ ومن أجل $\varphi = \frac{\pi}{2}$ يكون $\Delta\lambda = 0{,}0242\text{Å}$ ؛ ومن أجل $\varphi = \pi$ يكون $\Delta\lambda$ اعظمياً ويساوي $0{,}0484\ \text{Å}$.

ان التجربة تحقق هذه الصيغة تمام التحقيق ، كما وجدنا في الفقرة ١٠–١٤ ، بشرط أن يكون تواتر الاشعة الواردة من الكبر بما يكفي ، وان يكون

العنصر الناثر خفيفاً خفــة كافية . وهذان الشرطان يتصلان بالفرضية ، المفترضة في الحساب ، بأن الالكترونات حرة . وقد تبدو هـذه الفرضية غير مقبولة لأن الالكترونات تنتمي الى الذرات . ولكن الالكترونات المرتبطة أشـــد ارتباط في العناصر الخفيفة ، من الهدروجين حتى الاكسجين (وهي الكترونات الطبقة K ، الفقرة ١٤ ـ ٢٠) تتطلب طاقــات لا تزيد عن ١٠[٢] الكترون ـ فولت (eV) كي تنتزع من الذرة . لذلك ، فان للأشعة السينية التي طول موجتها الوسطي λ_0 = ١٠ Å طاقة $h\nu_0$ من مرتبة 10^5 eV ، تكون طاقة انتزاع الالكترونات بالنسبة اليها مهملة . وليس الامر كذلك بالنسبة للعناصر الثقيلة التي لا تنطبق عليها النظرية البسيطة والصيغ السابقة .

وقد تأيد المظهر الجسيمي لفعل كومتن بما أمكن أن تظهره الكترونات الارتداد بطريقة حجرة ولسن Wilson .

ولنشر ايضاً الى ان نظرية الفوتونات تسمح بتفسير فعل دُبْلر ـ فيزو تفسيراً سهلاً (الفقرة ١٣ ـ ٩) .

١٩ ـ ٤ . ـــ الموجات والفوتونات . التتام .

لقد بينا (الجزء الرابع ، ٢ ـ ١٢) أن وجهــة النظر الموجية في الضوء ووجهة النظر الجسيمية يمكن ان تكونا على وفاق فيما اذا اعتبرنا أن شدة الموجة ، في مكان ولحظة معينين . تدل على الاحتمال بأن يظهر فيها فوتون ، كأن ينتزع الكتروناً من ذرة مثلاً .

هذا ويمكن اعتبار أشعة الضوء محارك للفوتونات طـالما أن الضوء الهندسي صالح للتطبيق . ويشبّه الفوتون حينئذ بجسم صغير له في كل لحظة موضع وسرعة معينـان . ولكن في كل الظواهر التي ينبغي ان يستعاض من اجلها عن الضوء

الهندسي بالضوء الموجي ، تتلاشى فكرة الشعاع الضوئي وتتلاشى معها فكرة محرك الفوتون .

لنحلل ، في ضوء مفهوم الفوتونات ، تجربة أهداب ينغ (الجزء الرابع ، ١٦ ، ١) الناتجة عن تداخل موجتين ضوئيتين منعرجتين عند شقين متماثلين متوازيين F_1 و F_2 مشقوقين في حاجز E . لقد وجدنا ان النظرية الموجية تمكن من حساب الشدة الضوئية في كل نقطة من نقاط الحاجز E′ الواقع فيما بعد E . واذا كان سطح الحاجز E′ مغطى بطبقة حساسة ضوئياً ، فانه لا يحدث أي فعل كهرضوئي حيث تكون الشدة المحسوبة منعدمة ، ويكون اصدار الالكترونات على أشده في النقاط التي تكون فيها هذه الشدة عظمى .

ومن المعروف انه اذا سد أحد الشقين ، فان صورة التداخل تختفي ولا تبقى إلا صورة الانعراج ، وحينئذ تستطيع بعض الفوتونات ان تصل الى نقاط على E′ ما كانت لتصل اليها لو أن الشقين كانا مكشوفين . فلا يمكن إذن ان تنسب هذه النتيجة الى الافعال المتبادلة للفوتونات المارة من F_1 و F_2 . وفي الحقيقة ، اذا اعيدت التجربة باستعمال ضوء هو من الضعف بحيث أن الفوتونات تصل واحداً واحداً في فواصل زمنية طويلة الى الحاجز E′ ، المكون الآن من لوحة تصوير ، فاننا نحصل بمرور الزمن على صورة التداخل السابقة نفسها . فلو أننا احتفظنا بفكرة أن الفوتونات تتبع محارك معينة ، إذاً لأدى بنا ذلك الى النتيجة التي يصعب قبولها ، وهي أن احد الفوتونات المار من F_1 يستطيع أن يصل الى نقطة معينة P من E′ فيما اذا كان الشق F_2 مسدوداً ، ولكنه لايعود يستطيع ذلك اذا كان F_2 مفتوحاً .

لنسع الى التخلص من هذه العقبة مع بقائنا كذلك أقرب مايمكن من معطيات التجربة . يمكننا تحديد موضع الفوتون عند P عندما ينتزع الكتروناً من E′ ؛ ولو أننا اردنا تعيين نقطة ثابتة من محركه واقعة على أحد الشقين ،

لكان علينا ان نغطي هذين الشقين بطبقة حساسة للضوء ملائمة . ولكن الفعل الكاشف لمرور الفوتون (الفعل الكهرضوئي ، فعل كومتن ...) يغير حينئذ هذا المرور كل التغيير ولا يعود الفوتون يصل الى النقطة P . فموضع الفوتون لايمكن تحديده الا عندما يؤثر الفوتون في المادة ؛ لذلك ، فان مسألة أن نعرف « أين مر الفوتون قبل ان يصل الى P » هي مسألة ليس لها قيمة ، لأننا لانستطيع ان نجد لها جواباً تجريبياً .

رأينا الآن ان اي جهاز يمكننا من معرفة اي الشقين مر من خلاله الفوتون يبطل ظاهرة التداخل : أي انه بابرازه المظهر الجسيمي للضوء ، يخفي منه طابعه الموجي . وهذه النتائج يمكن ان تكون بعيدة المدى وقد عبر عنها بور بصورة عامة بقوله ان الموجة والفوتون هما مظهران **متتامان** من مظاهر الحقيقة .

١٩ ـ ٥ . علاقات الارتياب

سوف نوجد بضع علاقات كمية بأن نحلل عن كثب المعلومات التي تزودنا بها التجربة عن حالة الفوتون .

أ) لنعتبر اولاً حزمة متوازية من ضوء وحيد اللون تنتشر في الاتجاه Ox وهي من الاتساع بحيث يمكن اهمال ظواهر الانعراج . يمكن النظر الى هذه الحزمة على انها موجة من الفوتونات المتماثلة ، ذات طاقة $W = h\nu$ وسرعة c ، وان دفعها $p_x = \frac{h}{\lambda}$ يتعين تعييناً دقيقاً فيما اذا كان λ كذلك ، اي فيما اذا كانت الموجة وحيدة اللون تماماً ، اي تمتد الى مالانهاية وفق Ox. ان موضع فوتون على Ox ليس محدداً تماماً . ولتحديد هذا الموضع بدقة ، لنتصور اننا وضعنا في طريق الحزمة حاجزاً ينفتح لمدة قصيرة جداً Δt . وبذلك

نقتطع قطار أمواج طوله $c\Delta t$ ، ويتعين موضع الفوتون بعد الآن بارتياب قدره :

$$\Delta x = c \Delta t \qquad [١٣،١٩]$$

ولكن قطار الامواج ليس وحيد اللون . ومن المعروف أن هناك بين Δx والارتياب $\Delta \nu$ ، العلاقة [٢١،٤] التي يمكن كتابتها كما يلي ، علماً بأن $\nu = c\,\sigma$

$$\Delta x \,.\, \Delta \nu \simeq c \qquad [١٤،١٩]$$

أو وفقاً لـ [١٣،١٩] :

$$\Delta \nu \,.\, \Delta t \simeq 1$$

أو ايضاً :

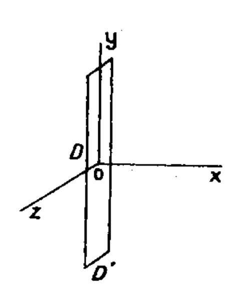
$$\Delta W \,.\, \Delta t \simeq h \qquad [١٥،١٩]$$

ولما كان $p_x = \frac{h\nu}{c}$ ، فانه ينتج من العلاقة [١٤،١٩] ايضاً :

$$\Delta x \,.\, \Delta p_x \simeq h \qquad [١٦،١٩]$$

ب) لنسع الآن إلى تعيين موضع فوتون في المناحي العمودية على مناحي انتشاره . من أجل ذلك ، لنجعل الحزمة تمر من خلال فتحة مستطيلة بعداها D وفق Oy و D' وفق Oz (الشكل ١٩ – ٣) . فالارتيابان في احداثيي الفوتون y و z هما :

$$\Delta y = D \qquad \Delta z = D' \qquad [١٧،١٩]$$



الشكل ١٩-٣. – انعراج حزمة من الالكترونات بفتحة مستطيلة

واذا جعلنا D أو D' صغيراً جداً بفرض تحديد احد الاحداثيين تحديداً دقيقاً ، ظهرت ظواهر الانعراج . لنر ماذا يحدث وفق y'y (الشكل ١٩–٤) . يمكن ان ينحرف فوتون عن منحاه الاولي

بزاوية α وان يتخذ أياً من المنـــاحي ضمن نصف الزاوية α_1 بحيث أن $\sin \alpha_1 = \frac{\lambda}{D}$ [1] (الجزء الرابع ، ١٥–٥) .

وهذا يعني ان الفوتون اكتسب وفق Oy كمية حركة مقدارها :

$$p_y = p \sin \alpha = \frac{h}{\lambda} \sin \alpha \qquad [١٨،١٩]$$

ذلك لأن الفوتون المنعرج يحتفظ بكمية الحركة $\frac{h}{\lambda}$ نظراً لان الانعراج لايغير طول الموجة . ويمثل p_y الارتياب Δp_y الذي يتعين به p بعـــد الآن ، لاننا نعلم فقط ان α معروفة بارتياب يساوي α_1 على الاقل . وينتج من [١٧،١٩] و [١٨،١٩] ان :

$$\Delta p_y \, \Delta y \geqslant h \qquad [١٩،١٩]$$

وتؤدي المحاكمة نفسها الى العلاقة التالية :

$$\Delta p_y \, . \, \Delta z \geqslant h \qquad [٢٠،١٩]$$

وتسمى العلاقات [١٥،١٩] ، [١٦،١٩]، [١٩،١٩]، [٢٠،١٩] **علاقات الارتياب** . (انظر الفقرة ١٤ – ٨) وتدل العلاقات الثلاث الاخيرة على انه بالرغم من امكان تعيين موضع الفوتون او كمية حركته بدقة لاتحددها اي نظرية ، فانه لايمكن قياس هذين المقدارين معاً قياساً دقيقاً . وجداء الارتياب في قيمة الاحداثي المقيس

الشكل ١٩–٤٠– ايجاد علاقة للارتياب

(١) نهمل النهايات العظمى الثانوية للانعراج ، حيث يكون احتمال وصول فوتون ضئيلا .

بالارتياب في قيمة مركبة كمية الحركة وفق هذا الاحداثي يساوى h على الاقل .

ان الصيغة[١٩،١٥]تدل على أن علاقة ارتياب تنال التحديد الآني: لطاقة ولزمن حادثة . فيمكن مثلاً ، في تجارب التجاوب الضوئي (الفقرة ١٤-٦ د) ، ان نبين انه اذا هيجت الذرات بضوء وحيد اللون تماماً ، أي بكمات (كوانتات) ذات طاقة معروفة بدقة ، فان زمن امتصاص هذه الكمات واصدارها من قبل الذرات يكون غير محدد إطلاقاً . ويسمى المقداران مثل x و p_x أو W و t ، اللذان لجدائهما ابعاد h كحد ادنى ، **المقدارين المترافقين** .

لقد عرضنا في الفقرة ٢ – ١٢ من الجزء الرابع المعنى الاحصائي للموجة الضوئية . فشدة الموجة في نقطة من السطح المضاء تتناسب مع عدد الفوتونات التي تصيب في واحدة الزمن عنصراً من السطح يحيط بتلك النقطة، او انها تتناسب مع احتمال وصول فوتون الى ذلك العنصر من السطح ، كذلك فان لاستقطاب الضوء استقطاباً مستقيماً معنى إحصائياً . فعندما يحدث الفعل الكهرضوئي بواسطة اشعة سينية مستقطبة استقطاباً مستقيماً، يتبين لنا بواسطة حجرة ولسن، ان الالكترونات الناتجة تقذف في كل المناحي حول الشعاع ولكن باحتمال أعظمي في منحى الحقل الكهربائي وباحتمال منعدم في المنحى العمودي عليه . وان ملاحظة فوتو الكترون واحد لا تسمح باستنتاج منحى الحقل الكهربائي ، ولكن دراسة التوزع الاحصائي لهذه الالكترونات تمكن من ذلك .

يمكن النظر الى الشعاع الضوئي المستقطب استقطاباً مستقيماً على انه تراكب شعاعين دائريين ذوي شدة واحدة واتجاهين متعاكسين (الفقرة ١٢ – ٤).ولما كان كل من الشعاعين الدائريين يمكن اعتباره ناقلاً لفوتونات، الاسبين فيها مواز أو معاكس لمنحى الانتشار ، فهذا يؤدي بنا الى التسليم بأن فوتون الضوء المستقطب خطياً هو في حالة يكون الاسبين فيها غير محدد . وفي الحقيقة ، فان

منحى الاهتزازة المستقيمة يتعين بمعرفة فرق الطور بين الاهتزازتين الدائريتين المكونتين له . فالمقدار المرافق للاسبين $g = \pm \frac{h}{2\pi}$ هو زاوية لا يمكن أن يكون معناها الفيزيائي غير زاوية الطور φ للاهتزازة الدائرية المقابلة ، بحيث تكون علاقة الارتياب المقبولة هنا هي التالية :

$$\Delta g . \Delta \varphi \geqslant h$$

ولما كان لـ g قيمة محددة تماماً ($\frac{h}{e\pi}$ ، الفقرة ١٩ ـ ٢) فان الطور يفقد كل معنى له .

ملاحظة : ان المحاكات والاستدلالات الدقيقـــة المعتمدة على مبادىء ميكانيك الكم تؤدي الى علاقات ارتياب شكلها مثل [١٤ ، ٣٨] وفي الطرف الثاني منها $h/4\pi$. وأما المحاكات التي تعمل على أساس ادخال قيم تقريبيـة مختلفة فانها تؤدي دوماً (مثلما هو الحال في هذه الفقرة) الى قيم جـداءات ارتياب تساوي على الاقل هذا الحد $h/4\pi$.

* * *

تمارين

١٩ – أ نأخذ فوتوناً طول موجته $\lambda = 5000\,\text{Å}$. عين كتلته m وكمية حركته p . قارن بين هذه الاخيرة وبين الكمية p_{H_2} لجزيء من الهيدروجين بالدرجة العادية (راجع عند الاقتضاء الجزء ٢ ، الفقرة ٣٠ – ٦) .

ماهو طول الموجة λ' لفوتون كتلته تساوي كتلة الالكترون في حالة السكون ؟ ماهو طول الموجة λ'' لفوتون كمية حركته تساوي كمية حركة الهدروجين في درجة الحرارة العادية ؟

١٩ – ب ينعكس فوتون تواتره ν ، بصورة ناظمية على مرآة كتلتها m وتنتقل في استقامة عمودية على سطحها بالسرعة v . احسب السرعة v' للفوتون المنعكس وبين انه اذا كانت v صغيرة ازاء c فاننا نجد الصيغة الكلاسيكية لفعل دوبلر .

١٩ – ج برهن على ان الالكترون الحر لايمكنه ان يصدر فوتوناً لأن قانوني انحفاظ الطاقة وكمية الحركة لايمكن التحقق منها في آن واحد .

١٩ – د منبع ضوئي كتلته M ، يتحرك في الخلاء بسرعة v $(v \ll c)$ ، يصدر في الاستقامة المعاكسة لـ $\vec{v'}$ ، فوتوناًيتلقاه مراقب ساكن،بالتواتر ν' .

بين ان سويتي الطاقة ، اللتين يحصل بينهما الانتقال المولد للفوتون تفصل بينهما طاقة $h\nu$ $(\nu' \neq \nu)$ واننا نجد الصيغة [١٣،٤] .

١٩ – هـ ١ً . – بين ان كتلة الفوتون الذي له« طول موجة كومتن » .

$$\lambda_0 = \frac{\lambda}{m_0 c}$$

الصيغة (١٩،١١) تساوي الى الكتلة m_0 للالكترون في حالة السكون.

٣ . — عندما تكون للفوتون الكتلة السابقة ، احسب بدلالة الزاوية φ الواردة في الشكل ١٩ — ٢ الطاقة الحركية W_k للالكترون الارتدادي والزاوية Φ .

١٩ — و لقد بينا (الفقرة ١٩ — ٥) ان مفهوم الفوتون لايتفق مع مع تجارب التداخل الا في الحالة التي يمكن فيها تعيين المحرك الذي يسير عليه فوتون اخذ بمفرده ، وفي تلك الحالة فقط . وقد يبدو انه اذا استخدم مقياس التداخل لميكلسون (٤،١٣–٣) ربما يمكن تعيين على اي المرآتين قد انعكس احد الفوتونات المتصلة باحد قطاري الامواج التي تتداخل ، وذلك بقياس الدفع الذي تلقته المرآة . بين ان هذا التعيين لاينسجم مع الترابط الطولاني لقطارات الامواج هذه .

* * *

الفصل العشرون

الليزر Laser

٢٠ ـ ١ . ـــ فعل الليزر

تعاقبت منذ بضع سنين أبحاث عديدة فيما يختص بتحقيق وتطبيقات المنابع الضوئية الحديثة المسماة **ليزر** . ويتكون هذا الاسم من الاحرف الاولى للكلمات الانكليزية «Light Amplificator by Stimulated Emission of Radiation» والتي تعني « مضخم الضوء بالاصدار المثار للاشعاع » .

وقبل الليزر (الذي بين مبدأه في عام ١٩٥٨ العالمان تونس وشولو Townes & Schawlow) أنجز عام ١٩٥٤ تحقيق **الميزر** (مضخم الامواج القصيرة Microondes بالاصدار المثار للاشعاع) وهذا مايؤدي أحياناً إلى اعتبار الليزر ميزراً ضوئياً . وإذا سلمنا بأن مجال الضوء يمتد على مجموعة الشعاعات الكهرطيسية ، فان اسم الليزر يبدو مفضلاً . ثم أن بنية الميزر واستعمالاته تختلف غالباً عن بنية الليزر واستعمالاته ؛ وسنعود الى الحديث عن هذا في الجزء السابع .

سوف نبين كيف أن تضخيم الضوء يمكن تحقيقه بفضل التوزع السكاني المعكوس inversion de populations ، وكيف يمكن للمضخمات أن تصبح هزازات ، وكيف ان الضوء الصادر ضوء **مترابط** الى حد كبير مما يجعله هاماً ومفيداً . ونشير الى أنه في حالة الليزر « ذي البلورات » ، والذي سنتحدث عنه قبل غيره

من الليزرات ، تُستمد الطاقة المشعة من طاقة إشعاع ممتص ، بحيث يكون فعل الليزر حينئذ حالة خاصة من **التلألؤ الضوئي** ، (الفقرة ١٣-٧) .

٢٠-٢ . — تضخيم الضوء بالاصدار المثار

أ) لنعتبر ذرة أو أيوناً انتقل من الحالة الاساسية (الدنيا) W الى الحالة المهيجة W' (الشكل ٢٠ - ١ a) ، نتيجة لامتصاصه طاقة $W' - W$ بشكل فوتون تواتره $\nu = \frac{W' - W}{h}$ ، (حيث يدل h على ثابتة بلانك). إن عودة هذه الذرة أو هذا الأيون الى الحالة W ، مصحوبة باصدار فوتون تواتره ν يمكن أن تتم ، حسبما رأينا في الفقرة ١٤ - ٧ ، إمـا تلقائياً وفق قانون الصدفة (الشكل ٢٠ - ١ b) وإما باستثارتها بفوتون آخر ν لا تمتصه بحيث يكون هناك فوتونان ν بدلاً من فوتون واحد بعد هذا **الاصدار المثار** (الذي تنبـأ به أينشتين منذ عام ١٩١٧) . فاذا استطاع كل من

قبل بعد
a) W′ W
b) W′ W
c) W′ W

الشكل ٢٠-١ . امتصاص (a) ، اصدار تلقائي (b) ، اصدار مثار (c)

الفوتونين إثارة اصدار آخر ، أمكن الحصول بعد n عملية من هذا الطراز على تضخيم لعدد الفوتونات الاولي مقداره 2^n ، ويكون أقل قيمة اذا حدث ضياع بالامتصاص أو لدى اختراق جوانب الوعاء وحسبما تكون الحالة ، يمكن تحقيق تضخيم مناسب (مستعمل في كثير من الميزرات) ، أو يمكن الحصول بدءاً من بضعة فوتونات أولية (إشعاع حراري مثلًا) على حالة مهتزة تصدر اشعاعاً هو الفرق بين الاشعاع الناتج عن التضخيم والاشعاع الذي

يضيع [١] .

ب) ولكن التضخيم لايكون ممكناً الا اذا كان هناك في الوسط عدد كاف من الذرات في الحالة W' .

وحين يكون هناك توازن حراري ، في درجة الحرارة المطلقة T ، تكون نسبة عدد الذرات N في الحالة W الى عدد الذرات N' في الحالة W' مساوية (الفقرة ١٤ - ٦) :

$$\frac{N}{N'} = \exp \frac{W' - W}{kT} = \exp \frac{h\nu}{kT} \qquad [١٤،٢٨]$$

حيث يدل k على ثابتة بولتزمن .

إن $h\nu$ في حالة الضوء المرئي هي من مرتبة الالكترون - فولت ، أما kT فتساوي مثلاً 0,025 eV في درجة الحرارة العادية ؛ لذلك فان N' تكون دائماً أصغر كثيراً من N . وفي خلال فترة زمنية واحدة dt ، تكون نسبة عدد الاصدارات المثارة (dN'_2) الى عدد الاصدارات التلقائية (dN'_1) ، وفقاً لما وجدناه في الفقرة ١٤ - ٧ ، مساوية :

$$\frac{dN_{2'}}{dN_{2}'} = \frac{\lambda^3 u_\nu}{8\pi h}$$

حيث $\lambda = \frac{c}{\nu}$ هو طول الموجة ، و u_ν كثافة الطاقة منسوبة إلى واحدة التواتر .

وفي مجال الضوء يكون λ و u_ν من الضآلة بحيث أن هذه النسبة

---

(١) ان امكانية الاهتزازات المغذاة هذه باستعمال مضخم تشبه تلك التي تستعمل في حالة ثلاثي المساري او الترانزستور (الجزء السابع ، ٥ - ٧) .

لاتتعدى ١٠$^{-٤}$ بوجه عام : فالاصدار المثار يمكن اهماله أمام الاصدار التلقائي[١] . اذن ففي حالة التوازن الحراري ، يتعادل هـذا الاصدار عملياً مع الامتصاص كله .

وحين يجعل N' أكبر من N ، وقتياً على الاقل ، وذلك للسماح بعمل الليزر، فانه يقال حينئذ أنه أجري توزع معكوس [٢]. ويمكن تشبيه هذه العملية بالضخ الذي يزيد من الطاقة الـكامنة لكتلة من الماء برفعها الى مستوى أعلى من مستواها الأصلي .

٢٠ ـ ٣ . ب الضخ الضوئي

لقد تصور هذا الضخ العالم أ . كستلر A. Kastler في عام ١٩٤٩ (في سياق تجارب على التجاوب المغناطيسي) .

أ) ففي طراز من الليزر ذي ثلاث سويات (وهو طراز كثير الانتشار نسبيا) ، يكون الوسط المفيد بلورة من الياقوت الوردي اللون المكون من الألمين Alumine الذي يحتوي على آثار قليلة من إيونات الكروم Cr^{+++} (٠٫٠٧٪ من الوزن الكلي) . ولون هذا الياقوت عندما يضاء بالضوء الابيض ينتج عن امتصاص الشعاعات الخضر التي تجعل أيونات الكروم تنتقل من الحالة الاساسية w_1 (الشكل ٢٠ – ٢) الى احدى

W_2, W_3, W_1

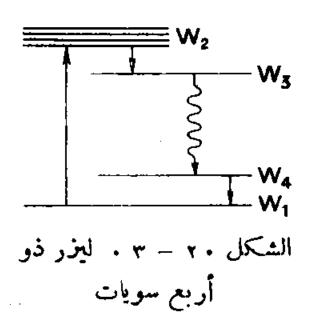
الشكل ٢٠ – ٢ . –
ليزر ذو ثلاث سويات

(١) يحدث عكس ذلك في ميدان التواترات الراديوية .

(٢) وحينئذ لايمكن تطبيق العلاقة [٢٨،١٤] ، اذ لاتكون هناك حالة توازن حراري ؛ واذا كان لايمكن تطبيقها ، فان التوزع المعكوس ، بسبب ان W' اكبر W ، يوافق حينئذ درجة حرارة مطلقة T سالبة . وهذه العبارة الاخيرة ، المستعملة من قبل بعض المؤلفين ، ينبغي اجتنابها لانها تتناقض مع المبدأ الثاني في الترمو ديناميك .

حالات سوية تهييج متعددة W_2 . وهكذا باستعمال عصابة امتصاص بدلاً من شعاعة بسيطة ، تزداد الطاقة المخزونة . ان الاصدار التلقائي ، مصحوباً بالعودة إلى W_1 ، يعادل عملياً ذلك الامتصاص فيما لو لم تكن هناك سوية متوسطة W_3 ، تكون من أجلها احتمالات الامتصاص والاصدار التلقائي $W_3 - W_1$ أقل كثيراً [١] ، ولكنها قادرة عن طريق تبادل طاقة غير مشعة (الهيجان الحراري) على « أسر » قسم من الذرات المنقولة الى السوية W_3 . إن الخزن الذي يتحقق في W_3 على هذا النحو يمكّن من اصدار مثار $W_3 - W_1$ ، أي يمكن من فعل الليزر ؛ ويكون طول الموجة التي تصدر على هذا الشكل وفي الحالة المعتبرة مساوياً 6943 Å في الدرجة 300° K . وهذه الموجة محددة بدقة كبيرة (كالسويتين W_2 و W_3) ، وذلك بفضل تركيز الكروم الضئيل في البلورة (١٦ – ٦) .

ونلاحظ أنه للحصول في السوية W_3 (شبه الفارغة بالاصل) على عدد أكبر من العدد في السوية W_1 ؛ ينبغي أن ينقص العدد الاخير بأكثر من النصف، ولا يستتب فعل الليزر هنا اذن إلا عندما تتعدى الطاقة الممتصة عتبة معينة .



الشكل ٢٠ – ٣ . ليزر ذو أربع سويات

ب) في ليزر ذي اربع سويات ، يستتب الانتقال المثار بين سوية W_3 (الشكل ٢٠–٣) يتوصل اليها كما في الحالة السابقة ، وبين سوية W_4 متوسطة بين W_3 و W_1 ، مملوءة قليلاً على الدوام لأنها تتفرغ بسرعة نحو W_1 . وبذلك تنقص عتبة استتباب فعل الليزر نقصاناً كبيراً .

---

(١) ان السوية W_3 ، من اجل ايونات الكروم ، هي في الحقيقة شعاعتان متراصتان جداً ، ولكن الاصدار المثار يتم من أجل شعاعة واحدة .

٢٠ - ٤ . — استعمال مجاوب

أ) ان للفوتونات المحرّضة نفس منحى الانتشار واتجاهه اللذين للفوتونات التي تثير اصدارها . ولكي يكون عدد الاثارات الممكنة كبيراً كبراً كافياً ، ينبغي ان يدوم مسير الفوتونات في الوسط المحرّض وقتاً طويلاً بما فيه الكفاية ، وهو ما يمكن تحقيقه بانعكاسات متعاقبة على الجوانب . وهكذا نُلجىء الى احداث اثنين من هذه الانعكاسات بمرآتين مستويتين متوازيتين (او بجهاز مكافىء لذلك) ، كما هو الامر في مقياس التداخل لبيرو وفابري (الجزء الرابع ، ١٣ - ٥) ، ونجعل إحدى المرآتين أشد ما يمكن ان تكون عكساً ، بينما نجعل الاخرى شفافة بعض الشيء حتى تسمح ببروز الحزمة التي يراد استعمالها . وينبغي انقاص امتصاص المرآتين الى أدنى حد ممكن (من أجل تواتر الاصدار ν) ؛ ويتم تحقيق المرآتين عموماً باستعمال طبقات من الاغشية الرقيقة التداخلية (الجزء الرابع ، ١٣ - ١٣) .

ب) إن هذا الجهاز يذكر بالمجاوبات الصوتية (الجزء الثالث ، ٨ - ١٣) وبالتجاويف المجاوبة المستعملة في تقنية الامواج القصيرة (الجزء السابع ، ٩ - ١١) . فتحدث أمواج مستقرة بين المرآتين ، اللتين ينبغي أن تكون المسافة l الفاصلة بينهما مساوية عدداً صحيحاً k من نصف طول الموجة[١] .

ولكن إذا كان يمكن أن يساوي k واحداً أو آحاداً من اجل التواترات الصوتية ، فانه من أجل التواترات الضوئية يكون في حدود 10^5 الى 10^6. لذلك ليس من الضروري (ولا من الممكن) ضبط k بدلالة λ : فالامواج التي تستقر وفق الناظم على المرآتين (أو وفق مناح تميل عليه ميلاً خفيفاً مما

---

(١) بتقريب يساوي حداً اضافياً فيما اذا كان هناك تغير في الطور لدى الانعكاس .

يزيد في l عن طريق التمكين ايضاً من حصول عدد كبير من الانعكاسات) يمكنها أن تكون في عدة اشكال (قيم مختلفة للعدد k) متقاربة ، بحيث أن أطوالها الموجية $\lambda = \frac{2l}{k}$ تقع ضمن العرض الطيفي للضوء الذي يمكن أن يصدر بزوال التهييج المثار .

٢٠ ـ ٥ . ـــ الترابط الزماني والترابط المكاني

أ) لقد دُرست أسباب عرض الخطوط الطيفية $\Delta\lambda$ في الفقرة ١٣ ـ ١٠. إن الاصدار المثار ميزة خاصة مفيدة ، تلك هي أن الموجة الصادرة تكون على **اتفاق في الطور** مع الموجة التي يثيرها (بينما لايكون هناك أي علاقة طور معينة بين الامواج التي تصدر تلقائياً و كيفما اتفق عن الذرات المهيّجة) . فقطارات الامواج الحاصلة بفعل الليزر هي أطول بكثير من قطارات الامواج الصادرة عن منابع الضوء الاخرى ،وهي تكاد تشبه في هذا الخصوص قطارات الامواج التي تصدرها الهزازات الراديو كهربائية (الجزء السابع ، ١٠ ـ ٨) . إن النسبة $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ ، التي تقيس رتبة التداخل العظمى التي يمكن ملاحظتها (الفقرة ٤ ـ ١٦) ، يمكن ان تبلغ قيمتها ١٠^٩ في الليزر ذي الياقوت ، ويمكن أن تصل حتى ١٠^١٢ في الليزر الغازي (الفقرة ٢٠ ـ ٨) ، بينما هي لاتساوي الا نحو ٥ × ١٠^٧ من اجل الشعاعة الخضراء لنظير الزئبق ١٩٨ ، وهي الشعاعة التي كانت تعد « دقيقة » جداً . فضوء الليزر يتمتع اذن **بترابط طولي كبير**، يسمى أيضاً **ترابطاً زمانياً** (وهذه الصفة تترجم عن مدة دوام قطارات الامواج) .

ب) ولضوء الليزر ايضاً ترابط **مكاني** (أو عرضي) كبير ، وهو مايعني أن النقاط التي تقع على مسافة معينة d (بضع مليمترات) بعضها عن بعض ،

وعمودياً على منحى الانتشار ، تكون متفقة في الطور ويمكنها ان تولد ظواهر التداخل ، بخلاف ما يحدث في حالة المنابع الاخرى (الجزء الرابع ، الشكل ١٦ – ٧) .

يخرج إذن من الليزر في المنحى العمودي على المرآتين في طرفيه ، موجة مستوية مترابطة ، تكاد تختزل فتحتها الزاوية أحياناً الى القيمة الصغرى التي تفرضها ظواهر الانعراج (الجزء الرابع ، ١٥ – ٧) ، وهي $\alpha \simeq \frac{\lambda}{d} \simeq 10^{-3}\text{rad}$ مثلاً. إن هذا التوجيه ذو قيمة كبيرة فيمختلف التطبيقات (الفقرة ٢٠–١٠ ب).

يوضع على منفذ الخروج في الليزر الغازي شقاّينْ ، المسافة بينهما مليمتر ، فتتكون الاهداب على شاشة تجعل على بعدٍ ما من الشقين .

٢٠ ـ ٦ . — الاستطاعة ، المردود .

أ) إن الاستطاعة الوسطى التي يزوّد بها ليزر ما ، والتي تختلف باختلاف نمطه ، لا تُستعاد بشكل إشعاع مثار إلا بمردود ضئيل جداً (باستثناء حالة ليزر أنصاف النواقل ، الفقرة ٢٠ – ٩) .

لنضرب مثلاً على ذلك ليزراً ذا ثلاث سويات : إن الفوتونات المثيرة ذات التواتر $\frac{W_2-W_1}{h}$ لا تنقل إلا جزءاً من الطاقة المقدمة لتأمين الاثارة ؛ زد على ذلك ، أنها لا تعطي الفوتونات المثارة إلا كسراً من طاقتها يساوي $\frac{W_3-W_1}{h}$ ، ولا تتكاثر هـــذه الفوتونات المثارة الا اذا كان ما أثارها هو نفسه موجهاً توجيهاً مناسباً .

ولما كانت الطاقة « الضائعة » تمتصها جوانب الليزر أو مادتـه ، فإنه يلجأ غالبـاً الى إجراء العملية على دفعات تجنباً للتسخين المفرط . فمثلاً يقدم كل ثانية

بضعة آلاف الجولات من برق ضوئي مهيج ، ولا نحصل من ذلك إلا على أقل من ١،٠ جول في الشماعة المترابطة ، في شكل عدد معين من الاصدارات المتعاقبة ، في خلال زمن كلي من مرتبة ١٠^{-٤} ثانية باستطاعة « آنية » يمكن أن تصل الى بضعة آلاف واط .

ب) لقد أمكن تحقيق اندفاعات هائلة (حتى ١٠^٨ واط ، في خلال زمن من مرتبة ١٠^{-٩} ثانية !) وذلك بحجب احدى المرآتين حتى يختزن عدد كبير جداً من الذرات المهيجة التي تثار فجأة . ويمكن تركيز هذه الاستطاعة ، كما سوف نرى ، على حجم صغير جداً وتحدث فيه آثاراً ذات قيمة كبيرة جداً .

ولكن يمكن أيضاً (باستعمال ليزر غازي ، وليزر ذي ياقوت مبرد بالآزوت المائع) تأمين **عمل متواصل** ، باستطاعة مهيجة قريبة من كيلو واط ، والحصول على بضعة ميلي واطات من الاشعاع المترابط . وقد أمكن الحصول في فرنسا حديثاً (١٩٦٨) على استطاعة صادرة بلغت قيمتها واطاً على طول موجة قريب من (١٠) مكرون ، وذلك باستهلاك قدره بضعة كيلو واطات فقط .

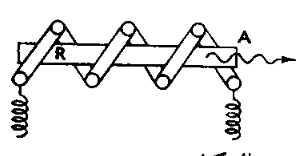
٢٠ ـ ٧ . ــ الليزرات الصلبة (غير ذات أنصاف النواقل)

آ) ان أول نوع تم تحقيقه من الليزرات (Maiman ، ١٦٩٠) يعمل ببلورة من الياقوت الوردي R ، وفق النمط ذي السويات الثلاث والموصوف في الفقرة ٢٠ – ٣ (الشكل ٢٠ – ٤) . ويتم التهييج بانفراغ يحدث في أنبوب مملوء بغاز الكزينون xénon وملوي على شكل حلزون حول الياقوت ويبلغ طول قضيب الياقوت بضعة سنتمترات ، وينتهي طرفاه بوجهين (قطر كل منها بضعة مليمترات) مصقولين ومستويين ومتوازيين ومغطين بطبقات عاكسة أشد العكس (غير أن شدة النفوذ في أحدهما A تبلغ بضعة اجزاء

من الالف) . ولكن لايمكن تحقيق ترابط مكاني يمتد إلى بضعة مليمترات إلا باستعمال بلورة ذات تجانس ضوئي فائق .

وفي الأنماط الاحدث من ذلك ، يسعى لأن يركز ضوء التهييج على الليزر على نحو أفضل (وذلك باستعمال مرايا اسطوانية ذات مقطع اهليلجي مثلًا) ؛ كذلك أمكن تحسين المردود بتبريد الجهاز (مما ينجم عنه تغير خفيف في طول الموجة الصادرة : فهو يتغير من 6943 Å في الدرجة 300 °K الى 6934 Å في الآزوت المائع) .

ب) وقد أمكن تحقيق ليزرات ذات أربع سويات باستعمال بعض أنواع الياقوت الأحمر (وهو أغنى بالكروم من الياقوت الوردي) ، وباستعمال بلورات الفلورين $Ca\,F_2$ التي تحتوي على أيونات الاورانيوم U^{+++} ، الخ. وتستعمل كذلك بلورات من تنغستات الكلسيوم VO_4Ca ، كما تستعمل أيضاً (بازدياد مستمر) اسطوانات من الزجاج - التي يمكن أن تكون ذات ابعاد كبيرة وتكون مع ذلك متجانسة ضوئياً ومتماثلة المناحي - « منشطة » بالنيوديم Néodyme Nd^{+++} (ضخ بالخطين الاصفرين لقوس زئبقي مثلًا ، واصدار ماتحت الأحمر ١٫٠٦ مكرون) . وقد جربت بلورات اخرى .



الشكل ٢٠ - ٤ . -
مخطط ليزر من الياقوت

٢٠-٨ . — الليزرات الغازية

أ) تتميز الغازات على البلورات بأنها خالية من عيوب البنية، وهي تسمح بتحقيق أفضل للسطحين العاكسين الطرفيين ، وكذلك بضبط المسافة بينهما اذا

دعت الحاجة؛ويمكن أن تتعين سوياتها الطاقية بدقة أكبر منها في حالة الجوامد. ولهذه الأسباب المختلفة ، يمكن ان يؤمن ترابط الضوء الصادر على نحو أفضل ؛ وبالمقابل ، فان ضآلة كثافتها كذرات فعالة تعمل على الحد من الاستطاعة القابلة للاستعمال . كذلك فان وجود الخطوط الطيفية لا عصائب الامتصاص ، يمنع من جهة أخرى حدوث تهييج شديد بالضخ الضوئي . ومع ذلك طبقت هذه الطريقة في حالة بخار السيزيوم المهيّج بمصباح الهليوم ، بالاستفادة من التطابق المؤاتي بين خط امتصاص Cs (٣٨٨٨ Å) وخط اصدار He: ويحدث الاصدار المترابط على ٧٫١٨ مكرون .

ب) ولكن الليزرات الغازية تكاد تستعمل دائماً انتقال الطاقة بالاصطدامات بين الذرات X المهيّجة بانفراغ كهربائي وبين الذرات Y المخصصة لتوليد الاصدار المثار ، وفق المخطط التالي :

$$X^* + Y \rightarrow Y^* + X + \Delta W$$

حيث تدل الاشارة * على ذرة مهيجة ؛ أما الطاقة المنطلقة ΔW فتتحول الى ازدياد في الطاقة الحركية . ويزداد احتمال مثل هذا الانتقال كلما كانت طاقتا تحريض X و Y أكثر تقارباً .

وفي أحد الليزرات الأكثر انتشاراً ، يستعمل خليط من الهليوم (تحت ضغط p من مرتبة مليمتر من الزئبق) ومن النيون (تحت ضغط يساوي ٠٫١ مم زئبق تقريباً) ، في أنبوب كالأنبوب الممثل تخطيطياً في الشكل ٢٠ - ٥ فالانفراغ (الذي يتم مثلاً

M M G F F E E

الشكل ٢٠-٥ . مخطط مبسط لليزر غازي

بتواتر عال بين المسريين F خارج الأنبوب) يهيّج في حالةٍ شبه مستقرة عدداً كبيراً من ذرات الهليوم ، التي تحدث اصطداماتها مع ذرات النيون بين الذرات

الاخيرة . أما المرآتان M الضئيلتا الشفافية والتي يمكن أن تكون المسافة بينها من مرتبة المتر ، فتؤلفان المجاوب بيرو – فابري . ويخرج الاشعاع المثار ، الذي يقع في منطقة الأحمر وما تحت الأحمر القريب ، من المنفذين F [1].

٢٠ ـ ٩ . ـــ الليزرات ذات أنصاف النواقل .

عندما يمر تيار في ثنائي المساري ذي وصلة من زرنيخ الغاليوم مثلاً، (الجزء السادس ، ٢٠ – ٤) ، في الاتجاه المباشر p ← n ، فان احتلال « الثقوب » من قبل الالكترونات يولد انطلاق طاقة ، يمكن ان تظهر في شكل إشعاع مثار . إن هذا التحول المباشر للكهرباء الى ضوء لا يتم إلا فيما بعد عتبة معينة للتيار ؛ ويمكن أن تصل الاستطاعة المشعة ، التي تقع بوجه عام فيما تحت الأحمر، الى ٦ واطات في اصدار متواصل ، وأكثر من ذلك في حالة الاندفاعات . وأبعاد ثنائيات المساري هذه من مرتبة أعشار المليمتر؛وينتشر الضوء في مستوي الوصلة.إن الترابط والتوجيه خاصة" هما أقل جودة في هذه الحالة منها في الحالات المدروسة فيما تقدم ، ولكن تكييف الحزمة الصادرة في التواتر العالي يكون سهلاً نسبياً (انظر ما بعد هذا) . ويمكن أن يتجاوز المردود ٥٠٪ ، وهذا هو سبب الاهتمام الذي يحظى به هذا النمط الجديد من الليزرات .

٢٠ ـ ١٠ . ـــ تطبيقات الليزر .

إن هذه التطبيقات عديدة ومهمة جداً .

---

(١) يمكن ان توضع المرآتان خارج المنفذين ، اذا كان هـــذان المنفذان مستويين تمام الاستواء ، وأن تكون كل منهما مؤلفة من ثلاث مرايا متعامدة فيما بينها (الجزء الرابع، ٤ – ٤ د) ، أو أن تكونا كرويتين عوضا عن أن تكونا مستويتين ، او ان يستعمل الورود البروستري (الفقرة ٨ – ٢) .

أ) إن ضيق العرض الطيفي لاشعاعات الليزرات الغازية يجعلها جليلة الفائدة في تجارب **التداخل** وعلم **المقاييس** : وقـــد امكن رؤية أهداب التداخل من أجل فروق في المسير تتجاوز مئة متر ، وقد مكنت رادارات ضوئية (الجزء السابع ، ١٠ – ٢٢) من تحديد مواضع أجسام بعيدة جـداً بخطأ من مرتبة السنتمترات .

ويمكن ان يولد بين الشعاعتين ν_1 و ν_2 الصادرتين من ليزرين خفقاناً[١] (الجزء الثالث ، ٣-٣) يتكون تواتره $\nu = |\nu_1 - \nu_2|$ في حـــدود بضعة آلاف هرتز ويمكن قياسه باسقاط الشعاعتين على مستقبل كهرضوئي واحد . ويتعين تواتر الليزر ، من بين العوامل الاخرى ، بالطول l ، طول التجويف المجاوب . ويمكن قياس تغير l بدلالة تغير تواتر الخفقان ، وذلك بالمقارنة بين التواترين ν_1 و ν_2 أولاً بجعل الليزرين متوازيين فيما بينهما وموازيين لسرعة انتقال الارض ، ثم بادارة أحدهما بمقدار $90°$ درجة . ونتحقق بذلك من الصيغة [١٨ ، ١٩] ونجد أن سرعة الضوء ثابتة بدقة مقدارها 10^{-12} (٠٫٣ مم/ثانية) .

ب) استخدمت الخاصة التوجيهية في حزم الليزرات في الارسال الى مسافة بعيدة جداً ، مابين الارض والاقمار ، كما استخدمت حتى في « اضاءة» القمر . وينقص التباعد ، الذي هو اصلاً ضئيل جداً (بضع دقائق زاوية)، وفقاً لما تدل عليه علاقة لاغرانج – هلمهولتز (الجزء الرابع ، ٧ – ٣) ، بنسبة تتناسب عكساً مع نسبة الابعاد العرضية ، وذلك بجعل الحزمة تمر من خلال نظارة لاحرقية مقلوبة .

---

(١) لم تُجرَ مثل هذه التجربة سابقا من اجل الامواج الكهرطيسية الا في مجال التواترات الراديوية (الجزء السابع ، ١٠ – ١٢ ج) .

ج) ان تواتر الليزر ، الذي هو اكبر بكثير من تواتر الامواج الراديو كهربائية ، ينبغي أن يمكن من نقل رسائل عديدة جداً على حزمة واحدة بواسطة تكييف السعة (الجزء السابع ، ١٠ – ٢) .

د) ان الاجل القصير جداً لومضات الليزرات يصلح للتصوير الفائق السرعة . ومن جهة اخرى اذا ركزنا طاقة اندفاعات الليزر الياقوتي على حجم صغير جداً (من مرتبة مكرون مكعب) بواسطة جملة ضوئية ذات بعد محرقي قصير ، فانه يمكن ان نولد تسخينات كبيرة تسمح باحداث ثقب في الماس او في صفحة فولاذية ، وبتأمين التحامات دقيقة او خراطة دقيقة . اما الآثار الحيوية (البيولوجية) (تغيرات موضعية جداً في نوى الخلايا) والآثارالطبية (الجراحة الدقيقة ، معالجة انفصال الشبكية) فهي لازالت قيد الدراسة .

لنشر ايضاً الى امكان الحصول على اطياف الانتثار لرامان Raman (الفقرة ١٥–١د) على نحو اسهل منه في حالة الاضواء الاقل شدة، واكتشاف اطياف منها جديدة .

٢٠ ـ ١١ . ـ الضوء غير الخطي

ان التدفقات الطاقية التي من مرتبة ١٠^١٦ واط / سنتمترمربع تقابلها حقول كهرطيسية هائلة (١٠^٩ فولت / سنتمتر من اجل المركبة الكهربائية E [1]) ، شبيهة بحقول باطن الذرة ؛ وهي تظهر في الغاز نتيجة لتأينات تتبعها شرارات (الجزء السادس ، ١٧ – ١٥) . ولا يخضع تأثيرها على الضوء

---

(١) يمكن حسابها بواسطة الصيغة [١٨،٩] في الجزء السابع .

(استقطاب الجزيئات ، انظر الفقرة ٩ ـ ٤) بالضرورة الى قانون تناسب .
ومثلما أن تطبيق توتر جيبي على ناقل غـير أومي يولّد تياراً تستدعي شدته مدروجاً يبلغ تواتره الضعف (الجزء السابع ، ٣ ـ ١١) فكذلك بتركيز ضوء الليزر على بلورة ذات كهربائية ضغطية (الكوارتز مثلاً)، يمكن توليد موجات يبلغ تواترها الضعف ، ويتم هذا التحويل بمردود فائق .

إن سلم الشعاعات التي يمكن الحصول عليها من الليزرات ، والذي كان في البداية محدوداً تحديداً ضيقاً بما فيه الكفاية في ما تحت الأحمر وفي منطقة الأحمر بالانتقالات الطاقية الصالحة للاستعمال ، قد امتد الآن امتداداً كبيراً بفعل رامان وبأفعال الضوء غير الخطي . ولا ريب في أنـه سوف تنتج عن ذلك دراسات نظرية ونتائج عملية جديدة .

* * *

تمارين

۲۰ ـ أ يصدر جهاز ليزر ذو $He-Ne$ ، خطاً طول موجته $6\,328$ Å
بعرض قدره $\Delta\nu = 10^3$ Hz (مقدر بالتواترات) واستطاعة قدرها $\mathcal{P} = 1$ mW

۱ ْ . ـ قدر العدد N للفوتونات الصادرة في الثانية والطول l لقطار من الامواج .

۲ ْ . ـ اذا كانت الحزمة الخارجة من الليزر يبلغ قطرها ۱ مم ، فكم تكون درجة الحرارة المطلقة T لجسم اسود اذا كان يصدر نفس العدد من الفوتونات بسطح مساو وفي نفس الفاصلة من التواترات ؟

نذكر بالصيغة [۲۰،۲۲] في الجزء ۲ التي تعطي اللمعان الطاقي الطيفي للجسم الاسود :

$$L\lambda^* = 2\,hc^2\,\lambda^{-5}\left(\exp\frac{hc}{k\,\lambda\,T} - 1\right)^{-1}$$

ثابتة بلانك $h = 6{,}63.10^{-34}$ J.s ، ثابتة بولتزمان : $h = 1{,}38.10^{-23}$ Jdg^{-1}

۲۰ ـ ب اذا هيج ليزر ذو ياقوت تهييجاً مناسباً ، استطاع ان يصدر دفعات مضيئة « عظيمة » طول موجتها $\lambda = 6\,935{,}9$ Å . ونقبل بأن كل دفعة يمكن ان تشبّه بقطار أمواج مستوية وحيدة اللون مستقطبة استقطاباً مستقيماً بسعة ثابتة ، مدته $0{,}1 = \tau$ مللي ثانية ، ينقل طاقة قدرها $W = 0{,}3$ joule والمقطع الاساسي للحزمة دائري بقطر قدره $D = 5$ mm . تنتشر الدفعات في الهواء . يوضع على طريق الحزمة عدسة مقربة L ، مصححة تصحيحاً جيداً بالنسبة الى انواع الزيغ ، بعدها المحرقي $F = 5$ cm وذات قطر كاف بحيث لا تحجب شيئاً من الحزمة ؛ توضع كذلك شفرة حلاقة R من الفولاذ ثخنها $0{,}1$ mm في مستوى محرق الخيال للعدسة L ، درجة حرارتها البدائية هي 15 C° .

١ً . ــ احسب نصف القطر ρ لبقعة الانعراج المركزية . يقبل بأن هذه البقعة تتلقى ٧٥٪ من الطاقة المحتواة في دفعة (مع اخذ عامل نفوذ العدسة بعين الاعتبار) .

٢ً . – ان عامل الامتصاص (بالنسبة الى هذه الشدة) للصفيحة R يساوي ١,٠ وتتحول هذه الطاقة الممتصة الى حرارة وتنتشر بشكل متماثل المناحي ابتداءً من البقعة المركزية ، في زمن كبير نسبياً بالمقارنة مع زمن الدفعة الواحدة .

ماهي كمية الحرارة Q_1 التي ينبغي تقديمها لايصال نصف كرة من الفولاذ الى الانصهار اذا كان نصف قطرها ١,٠ مم ؟ قارن هذه القيمة بكمية الحرارة Q التي تأتي بها الدفعة الواحدة . ماذا تستنتج من ذلك ؟

الكتلة الحجمية للفولاذ 7,83 g/cm³

الحرارة الكتلية للفولاذ 0,11 cal/g

درجة حرارة انصهار الفولاذ 1525 °C

حرارة انصهار الفولاذ 10 cal/g

٢٠ – ج يصدر ليزر L موجة مستوية طول موجتها 6943 A° في الاستقامة OF . وتتحدد هذه الموجة بسطح الخروج وهو دائرة قطرها $D = 3$ mm ، وبنتيجة حوادث الانعراج تصبح الحزمة الضوئية مخروطية قليلاً بنصف زاوية رأسية قدرها α صغيرة جداً (لايؤخذ بعين الاعتبار سوى الدائرة المركزية لشكل الانعراج) .

١ . – احسب اللمعان الطاقي L^* المتوسط لليزر ، مع العلم بأن التدفق الطاقي المتوسط الذي يصدره يساوي $\mathcal{P} = 400$ W .

٢ . – تتلقى الحزمة الضوئية على عدسة بعدها المحرقي $f = 2{,}0\text{cm}$.
احسب نصف القطر r للبقعـــة التي تتألف في مستوى محرق الخيال .
احسب الكثافة الحجمية للطاقة الاشعاعية w في هذا المكان (يؤخـذ من أجل تقديرها عنصر من الحجم اسطواني تؤلف البقعة المذكورة مقطعاً أساسياً له) .

٣ . – استنتج من ذلك قيمة الحقل الكهربائي E في F .

* * *

اجوبة التمارين الواردة

في نهايات الفصول

الارقام الواردة بين المعترضات هي ارقام الفقرات التي تعود اليهـــا هذه التمارين .

الفصل ٢

أ - (٢-١) سرعة الطور $v = c/n$. وفقاً لـ[٢و٣]

$$\frac{u}{v} = 1 + \frac{\lambda_0}{n}\frac{\mathrm{d}n}{\mathrm{d}\lambda_0} = 1 - 0{,}067$$

بينما تعطي التجربة

$$\frac{1{,}64}{1{,}75} = 1 - \frac{11}{175} = 1 - 0{,}063$$

ب - (٢-٢) حسبما تكون الارض في T_2 أو في T_4 (الشكل ٢- ١) فانها تقترب او تبتعد عن المشتري ، بأكبر سرعة نسبية ، قاطعة مسافة x بحيث يكون :

$$\Delta T = \frac{x}{c} = \frac{1{,}75}{365} \cdot 2\pi \cdot \frac{1000}{2} = 15 \text{ s}$$

ج - (٢-٥)

١ْ
$$x = 16\pi \frac{a}{b+l} N \frac{l^2}{c} = 13{,}55 \text{ mm}$$

٢ْ
$$\frac{\mathrm{d}c}{c} = \frac{\mathrm{d}x}{x} + \frac{\mathrm{d}a}{a} + \frac{\mathrm{d}(b+l)}{b+l} + \frac{\mathrm{d}N}{N} + 2\frac{\mathrm{d}l}{l} = 22{,}7.10^{-4}$$

$$\mathrm{d}c \simeq 680 \text{ Km}/s$$

د ـ (٢-٥)
$$\frac{\delta}{\lambda} = \frac{8\,\pi\,NlD}{\lambda\,c} = 6{,}75$$

ه ـ (٢-١١)
$$\Delta p = \frac{2wl}{c\,\lambda_0}\,(N^2 - 1) = 0{,}64$$

الفصل ٣

أ ـ (٣-٥)

١ٌ . ـ لتكن r زاوية الانكسار في الفلنت

$$N = n\,\frac{\sin A}{\sin i} = 1{,}6928$$

٢ٌ عند الدخول في الفلنت ، تتغير r بالمقدار dr بحيث ان :

$$\sin i . dN = \sin A\, dn + n \cos A\, dr$$

وبعد الانعكاس ، عند الخروج من الموشور ، تصبح r :

$$r' = A - dr$$ بحيث ان

$$N \cos i di + \sin i dN = \sin A dn - n \cos A dr$$

مع
$$N\,di = \frac{\varepsilon}{f}$$

ومنه

$$dN = \frac{N}{n}\,dn - \frac{\varepsilon}{2f}\,\cot i = -\,98.10^{-4}$$

و
$$N = 1{,}6830$$

ب ـ (٣ ـ ٦)
$$u = \sqrt{n_1 - \sin^2\alpha} = 1{,}5133 \; [\,١٤ ، ٣\,]\,.\,١ٌ$$

$$d\,\alpha = \frac{2n}{\sin\,2\alpha}\,dn = 3{,}1\;10^{-4}\,\text{rad} \simeq 1'$$

٢ . - $d\theta = \frac{1}{12.10^{-4}} \frac{dn}{n-1} \simeq \frac{1^\circ}{6}$

ج - (٣ - ٦) ١ . - N و N' ينبغي ان تكونا اكبر من n ،
بفرض α صغيرة ، $\beta \simeq \alpha/N = 1°8'$

$$n = N \sin \delta = 1{,}5413 \text{ و } \delta = \pi - 2\varphi + \beta = 61°8'$$

٢ . اذا ازدادت الزاوية θ لـ J 1 مع الناظم على CD بمقدار ε ،
فإن δ وبالنتيجة β تزدادان بـ

$$d\beta = \frac{n \cos \theta}{N \cos \delta} \varepsilon$$

$$d\alpha = \frac{N \cos \beta}{\cos \alpha} d\beta \simeq N d\beta \simeq n\varepsilon = 1'32''$$

د - (٣-٧) يكون الانحراف هو نفسه فيما لو كان بين L و α صفيحة رقيقة من الماء متوازية الوجهين .

$$\theta \simeq \frac{x}{R} \text{ و } \left(\frac{N}{e} - 1\right)\theta \simeq \left(\frac{\nu}{e} - 1\right) A$$

ومنه

$$x \approx AR \frac{\nu - e}{N - e}$$

$x_0 = 0$ ، مما يمكن من تحديد مبدأ السينات ،

$$n = e + (e - 1)\frac{x_2}{x_1} \text{ ومنه } \frac{x_2}{x_1} = \frac{n - e}{1 - e}$$

هـ - (٣ - ١٠) اذا كانت n_1 هي القرينة الاولية و n_2 القرينة النهائية للهواء (في الدرجة ١٥°) .

$$n_1 - n_2 = 5\,\frac{\lambda}{l} = 1{,}338\,5.10^{-5}$$

$$n_1 - 1 = \frac{(n_1 - n_2)\,p}{\Delta\,p} = 2{,}765.10^{-4}$$

$$n_0 - 1 = (n_1 - 1)\,\frac{273 + \theta}{273} = 2{,}917.10^{-4}$$

فاذا اهملنا الارتيابات الحاصلة على l و Δp و θ ينتج :

$$\Delta n = \frac{n-1}{50} \simeq 6.10^{-6}$$

الفصل الرابع

أ ـ (٤-٢) ١ً . ـ عند الخروج من L_1 ، تكون الاهتزازة بصورة عـامة اهليلجية ومركبتاها وفقاً للخطين المعتدلين هما :

$$x_1 = \frac{a_0}{\sqrt{2}}\sin \omega t$$

$$x_2 = \frac{a_0}{\sqrt{2}}\sin\,(\omega\,t - \varphi)$$

حيث

$$\varphi = \frac{2\,\pi\,\delta}{\lambda}$$

وعند الخروج من P_1 تكون الاهتزازة (مستقيمة)

$$s = \frac{a_0}{2}\,[\sin \omega t + \sin\,(\omega t - \varphi)] = a_0 \cos\frac{\varphi}{2}\sin\left(\omega t - \frac{\varphi}{2}\right)$$

ومنه اذا ابدلنا

$$a_0 = 1$$

$$a_1 = \cos\frac{\varphi}{2}$$

٢ . — $a_2 = \cos\frac{\varphi}{2} \cdot \cos\varphi$ ، $a_3 = \cos\frac{\varphi}{2} \cdot \cos\varphi \cdot \cos 2\varphi$

$$a_4 = \cos\frac{\varphi}{2} \cdot \cos\varphi \cdot \cos 2\varphi \cdot \cos 4\varphi = \frac{\sin 16\,\varphi/2}{16 \sin\,(\varphi/2)}$$

(راجع الجزء ٤ ، الفقرة ١٦ — ٣)

تحصل النهـايات العظمى الرئيسية للشدة من اجل $\varphi = 2k\pi$ (حيث k هو عدد صحيـح) ويوجد بين كل نهايتين عظميين متتاليتين ١٥ نهاية صغرى معدومة تقابل $\varphi = l\,\pi/8$ (حيث l هي صحيحة وغير مثل لـ ١٦) ويوجد بينها نهـايات عظمى ثانوية . ومن بين هذه النهايات العظمى الثانوية ، تلك التي هي اقرب مـا يكون الى النهايات الرئيسية، تقابل تقريباً $\sin 8\varphi = 1$ ، ومنه $\sin\frac{\varphi}{2} \simeq \frac{\pi}{16}$ فقيمتها التقريبية هي :

$$\left(\frac{1}{\pi}\right)^2 \simeq 0{,}1$$

٣ . — $\Delta\lambda$ هي مقابلة لـ :

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\,(n_x - n_y)\,e = 100\,\pi \quad \text{و} \quad \Delta\varphi = \frac{\pi}{4}$$

ومنه

$$\Delta\lambda = \lambda\,\frac{\Delta\varphi}{\varphi} = 13{,}5\ \text{Å}$$

ب (٤ — ٦) ١ . — $\hat{B} = 90°$

٢ . — التبديد هو تبديد موشور زاويته $\varphi = 62°$

$$\alpha = \arcsin(n_2 \sin\varphi_2) - \arcsin(n_1 \sin\varphi_1) = 6°2'\,35''$$

ج (٧ – ٤) . $\sin\theta = \lambda\frac{N}{L} = 0{,}06$ $\theta = 3^\circ 27'$

ان المناقشة الواردة في الفقرة ١٦ – ٣ من الجزء ٤ تؤدي الى :

$2\pi\frac{L}{N}\frac{\Delta\theta}{\lambda} = \frac{2\pi}{N}$ ومنه $2\Delta\theta = \frac{2\lambda}{L} = 2{,}4.10^{-5}$ rd

$$R = kN = 5000$$

اذا كان الشق موازياً لخطوط الشبكة ، فان $\Delta\theta \leqslant a/f$ يقتضي
$a < am$ و $a_m = 12.10^{-4}$ cm .

د (٧ – ٤) ١ً $\sin\theta_1 = n_1\sin\varphi \pm \frac{\lambda_1}{D}$ و $D = 2{,}10^{-5}$m

ومنه

$$\theta_1 = \begin{cases} 32^0\ 12' \\ 46^0\ 54' \end{cases}$$

. $\sin\theta_2 = n_2\sin\varphi \pm \frac{\lambda}{D}$ ومنه $\theta_2 = \begin{cases} 52^0\ 12' \\ 48^0\ 36' \end{cases}$

٢ ان الانحراف $\delta = (n-1)\varphi = 9{,}0.10^{-3}$ rad يجعل من الضروري
عمل تصحيح $\Delta\lambda = \pm D\sin\delta = \pm 18$ nm

هـ (٧ – ٤) $R_1 = \frac{L}{D} = 20000$ و $R_2 \simeq e\frac{\Delta n}{\Delta\lambda} = 7580$

و – (٤–٨) ١ً $\sin i = \frac{k\lambda_1}{D}$. مع $D = \frac{1}{n}$

$$\sin i = 0{,}48703\ ,\ i \simeq 29^0\ 8'\ 45''$$

٢ً $R = knL$ $d\lambda = 2\frac{D}{k}\cos i\,di = \frac{\lambda}{R}$ ؛ $f = \frac{\varepsilon}{di}$

ومنه

$$f = 4{,}76 \text{ m}$$

٣ـ

$$x = \varphi \frac{k}{2D\cos i}(\lambda_2 - \lambda_1) = 1{,}44 \text{ mm}$$

$$e = \varepsilon \frac{\varphi}{f} = 1{,}05.10^{-2} \text{ mm}$$

ز - (٤ - ١٠) ١ـ

$$\varphi = 2\pi e \frac{d\lambda}{\lambda^2} = \pi \frac{P}{R} = \frac{1-\rho}{\sqrt{\rho}}$$

ومنه

$$R = \pi P \frac{\sqrt{\rho}}{1-\rho}$$

٢ـ

$$\rho = 1470 , \; R = \frac{14900}{0{,}34} = 43800$$

$$e = \frac{P\lambda}{2} = 0{,}5 \text{ mm}$$

ح - (٤ - ١٣) ١

$$D = 2.10^{-6} \text{ m} , \; \delta^2 - 2\alpha\delta = 2k\lambda/D$$

وذلك يعطى من اجل $k = 1$ $\quad x_1 = L\,\delta_1 = 15{,}7$ mm

2 $\quad x_2 = 20{,}8$ mm

3 $\quad x_3 = 24{,}7$ mm

٢ـ

$$dx_2 = \frac{2kL}{D} \frac{d\lambda}{2(\delta_2 - \alpha)} = 0{,}112 \text{ mm}$$

٣ـ

$$d\alpha = \frac{dx_2}{L} \frac{\delta_2 - \alpha}{\alpha} = 6{,}6_5.10^{-4} \text{ rd}$$

ومنه

$$a_m = \frac{l}{2} \, d\alpha = 0{,}13_3 \text{ mm}$$

ط - (٤ - ١٤) البعد المحرقي لـ L : يساوي :

من اجل طول الموجة λ_1 : $f_1 \simeq \frac{R}{2\ (n_1 - 1)} = 50\ \text{cm}$

ومن « λ_2 $f_2 \simeq 22{,}7\ \text{cm}$

والاشعة التي طول موجتها λ تخرج من L موازية للمحور ، والتي طول موجتها λ_2 تتجمع على بعد من L :

$$\frac{\overline{ES} \times f_2}{\overline{ES} - f_2} \simeq 42\ \text{cm} = \overline{EF}$$

ي - (٤ - ١٦) $\Delta\ \lambda = 20 \times 0{,}2 = 4\ \text{Å}$

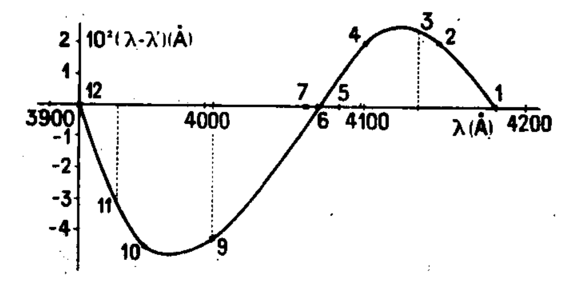
$$L = \frac{\lambda^2}{\Delta\ \lambda} = 6{,}25.10^{-4}\text{m} \quad \text{و} \quad \tau = \frac{L}{c} = 2{,}1.10^{-12}\ s$$

ك - (٤-١٨)

١ ً $a = 2527{,}98\ (\text{Å}) \quad b = -700292 \quad c = 1{,}165.10^{9}$

٢ ً $\lambda_3 = 4{,}132{,}04\ \text{Å} \quad \lambda_6 = 4071{,}76\text{Å}$

$\lambda_9 = 4\,005{,}29\ \text{Å} \quad \lambda_{12} = 3922{,}90\ \text{Å}$



الفصل ٥

أ - (٥-٢) $$\frac{L_1}{L_2} = \frac{1}{\pi \alpha^2} \frac{S}{d^2} = 0{,}80$$

ب - (٥ -٢) التدفق الداخل في الماء : $\Phi = \tau s \cos i \times \pi \alpha^2 L$
والحزمة المنكسرة ، بزاوية قيمتها المتوسطة r ، تقتطع في لوحة عمودية على الاشعة ، على البعد l ، سطحاً اهليلجياً محوراه $2a'$ و $2a''$ ، وسطحه $\sigma' = \pi a' a''$.

وفي مستوي الورود يرى a' من O ضمن زاوية قدرها :

$$\alpha' = \frac{\alpha \cos i}{n \cos r}$$

وفي المستوي العمودي ، يرى a'' ضمن زاوية

$$a'' = a/n$$

والسطح المقتطع على Σ هو

$$\sigma = \frac{\sigma' \ h^2}{\cos r}$$

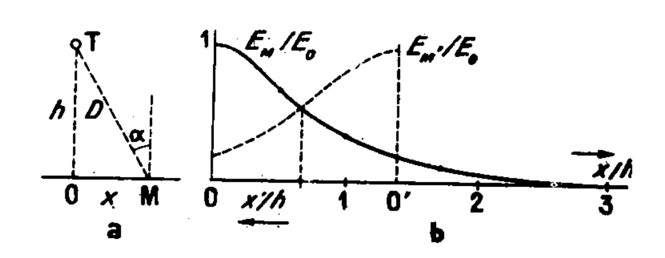
ومنه $$E = \frac{\Phi}{\sigma} = \frac{n^2 \tau s L \cos^4 r}{h^2}$$

ج - (٥-٣) ١ً . - الاستنارة في O (الشكل a)

$$E_0 = 2 L \frac{d}{h} \int_0^{\pi/2} \cos \theta \, d\theta = 2 \frac{Ld}{h} = 21{,}3 \text{ Lx}$$

في M $E_M = E_0 \cos^3 \alpha$ ، و $x = h \operatorname{tg} \alpha$

x/h	0	$1/\sqrt{3} = 0{,}577$	1	$\sqrt{3} = 1{,}732$	3
$\cos \alpha$	1	$\sqrt{3}/2$	$\sqrt{2}/2$	1/2	$1/\sqrt{10}$
E_M/E_0	1	0,650	0,353	0,125	0,031



٢ . ـ نرسم المنحني $E_M/E_0 = f(x/h)$ ، وعلى الورق الشفاف المنحني المماثل $\frac{E_{M'}}{E} = f\left(\frac{x}{h}\right)$ ولنضعها مثلما يدل الشكل b ، ونزلق x'o' على طول ox يمكن ايجاد وضع o' الذي من اجله يحقق $E_m + E_{m'}$ الشرط المفروض . ومن ذلك ينتج تقريباً $a = 0{,}7$ ، $h = 105$ cm

د ـ (٥ـ٥)
$$E = \frac{I}{d^2}\frac{\sin 4\alpha_1}{\sin 4\alpha_2} = 25{,}6 \text{ Lx}$$

اذا افترضنا الارتيابات على I و d مهملة يكون معنا :

$$\frac{dE}{E} = 4\, d\alpha\left(\frac{1}{\text{tg }\alpha_1} + \frac{1}{\text{tg }\alpha_2}\right) \simeq 2\% \quad dE \simeq 0{,}5 \text{ Lx}$$

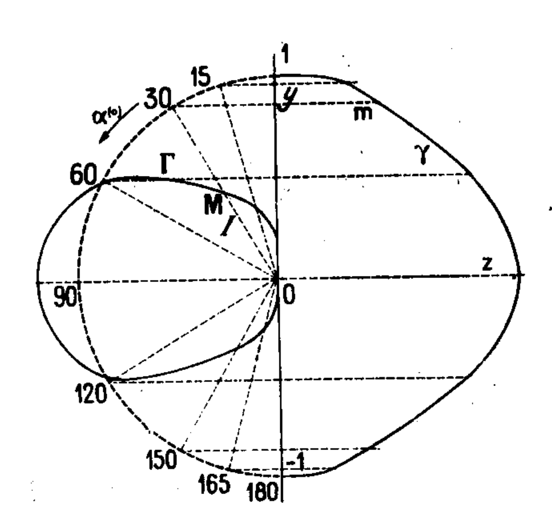
هـ ـ (٥ ـ ٩)
$$I_h = \frac{\Phi_1}{4\pi}\left(\frac{d-x}{f}\right)^2 = 120 \text{ cd} \quad \text{١}$$

٢ ـ

α(dg)	0	15	30	60	90	120	150	165	180
I (cd)	23,9	37,8	48	96	120	96	40,5	28,1	8,0

ومنه المنحني Γ (مقياسه ٠,٢٥ مم لكل cd) .

$$d\,\Phi = I\, 2\pi \sin\alpha\, d\alpha \quad , \quad \Phi = 2\pi \int_{\alpha=0}^{\alpha=\pi} I d(\cos\alpha)$$



الى كل نقطة M من Γ ، احداثياها القطبيان α و I معروفان ، نقابل نقطة m احداثياها المتعامدان $z = I$ ، $y = \cos \alpha$ (بقياس ٢,٥ سم من اجل $\cos \alpha = 1$) ونرسم المنحني $z = f(y)$ وليكن γ ، فالسطح الذي يحدده مع محور الـ y يعطي $\Phi / 2\pi$ (بقياس ١٦ لومن/سم٢) فنجد $\Phi \approx 1100 \ \mathrm{lm}$.

و - (٥ - ١١) التدفق الخارج هو :

$$F = \frac{F_0}{h} \int_0^h \exp(-2K\frac{b}{k}x)\,dx$$

$$\tau = \frac{1 - \exp(-2Kb)}{2K\ b}$$

ز - (٥ - ١٩) ان الاخيلة المتشكلة على P لها دوماً نفس السطح ، واستنارتها هي في التجارب الـ ٤ الاولى متناسبة مع $L\omega$ ، حيث $\omega = \pi a^2/4$ هي الزاوية المجسمة للحزم المفيدة ، وأما في الخامسة فهي متناسبة مع $E + L\omega$.

ويدل المنحني $\Delta = f(\alpha)$ الذي يكاد يكون مستقيماً على انه بدون S، تقابل الكثافة 1,036 الى قيمة α'' من α بحيث أن $\log \alpha'' = 0{,}388$ ومنه $\alpha'' = 2^{\circ}{,}44$.

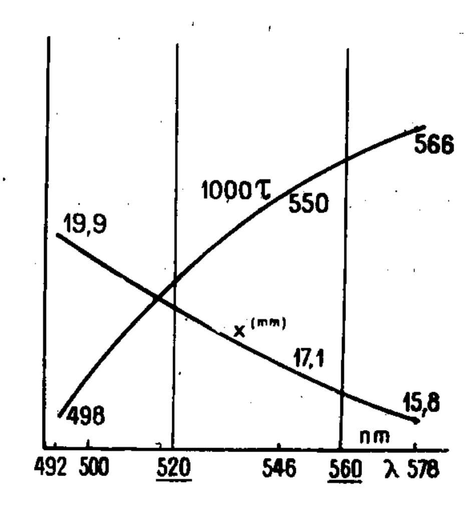
$$\pi \frac{\alpha'^2}{4} L + E = \frac{\pi \alpha''^2}{4} L$$

ومنه

$$\frac{E}{L} = \frac{\pi}{4}(\alpha''^2 - \alpha'^2) \quad \text{بالراديان } \alpha = 1{,}2.10^{-3}$$

ج - (٥-٢٠)

$$r = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \frac{\tau_2}{\tau_1} \frac{\Delta \lambda_2}{\Delta \lambda_1} \frac{L_2^*}{L_1^*}$$



واذا قدرنا بالتكامل الداخلي (التوسط) قيم α و τ و $\frac{\Delta \lambda}{\Delta x}$ نجد :

$$r = \frac{225}{115} \frac{529}{558} \frac{18}{27} \frac{71{,}6}{100} = 0{,}9$$

ط - (٥-٢٣) ١ ً . - تمثل بـ [PQ] الزاوية التي يؤلفها مع Ox مستقيم ما PQ :

$$[AL] = \frac{[LH] + [LI]}{2} \quad \text{ومنه} \quad [LI] = 211°$$

$$[JD] = \frac{[JL] + [JK]}{2} = 20°$$

٢ً $$n = \sin\frac{A+\Delta}{2} \Big/ \sin\frac{A}{2}$$

مع $n = 1{,}638\ 30$ $\quad \Delta = [LH] - [IL] = 50°$

ومنه

$$\lambda_0 = 461{,}93 \text{ nm}$$

٣ً $d\Delta = \frac{0{,}10}{556}$ ومنه $dn = \frac{\cos\frac{A+\Delta}{2}}{2\sin(A/2)} 1{,}0_3\, d\Delta = 10^{-4}$

و $|d\lambda| = \frac{(\lambda - 213)^2}{12{,}12} dn \simeq 0{,}5\text{nm}$ ؛ $d\lambda' = 2d\lambda$

٤ً يتلقى F' الجملة المجموعة للاشعاعات التي اخترقت O

نفرض $p = -(kJ + JL) = -740$ cm ، فخيال L الذي تعطيه

M_3 تكون فاصلته $2f = 556 + p'$ مع

$$p' = -\frac{p \times 556}{556 + p} = -2236 \text{ cm}$$

ومنه

$$f = -840 \text{ cm}$$

الفصل ٦

أ - (٦ - ١١) وفقاً للصيغة [٦،٩] $R = C_0 = B = 1$

فاذا وضعنا هذه القيم في [٦،١١] حصلنا على :

$$X = Y = Z = 5{,}651$$

ب - (٦ - ١٤) ١ً - $x = 0{,}20$ $\quad y = 0{,}60$ $\quad z = 0{,}20$

$x' = 0{,}40$ $\quad y' = 0{,}20$ $\quad z' = 0{,}40$

٢ . — $\frac{y-1/3}{1/3-x}=\frac{26,66}{13,33}=2$ ، $\frac{1/3-y'}{x'-1/3}=2$

٣ . — $\frac{M}{W}\frac{W}{M'}=2$ $\frac{Y'}{Y}\frac{d^2}{d'^2}=$ ومنه $\frac{d}{d'}=3,46$

ج (٦ — ١٤) اذا كانت M هي النقطة الممثلة للون المدروس ، فالمستقيم WM يقطع Σ في النقطة D التي احداثياها $x_d=0,045$ ، $y_d=0,295$ ، بحيث يكون $\lambda_d=490$ nm

ومنه ، وفقاً لـ [٦،١٧]

$$p=\frac{y_d}{y}\frac{y-1/3}{y_d-1/3}=0,45$$

د ـ (٦-١٥) تقع النقطة M_2 (x_2, y_2) على المستقيم المار من M_1 (x_1, y_1) و W (1/3), (1/3) ومنه

$$y_2=y_1+\frac{(x_2-x_1)(1-3y_1)}{1-3x_1}=0,3558$$

ويمكن الحصول على هذه النتيجة بصورة تقريبية بواسطة المخطط المرافق لمنطوق التمرين 6 - b . فبالنسبة للضوء W :

$$Y=Y_1+Y_2=L_1+L_2 \quad \text{و} \quad X=X+X_2$$

هما متساويان

$$\frac{x_1}{y_1}L_1+\frac{x_2}{y_1}L_2=L_1+L_2$$

ومنه

$$L_2=L_1\frac{(x_1/y_1)-1}{1-(\alpha_2/y_2)}=903\ cd/m^2$$

واذا حسبنا مثلما جرى في المسألة 6-b نجد

$$p_2 = 0{,}55 \quad \text{و} \quad \lambda_2 = 599 \text{ n m}$$

هـ - (٦-١٧) اذا بدلنا في الصيغ [٦،٢١] ، τ بـ β والتكاملات بالمجموعات العائدة الى فواصل ٣٧٥ الى ٤٢٥ ، ٤٢٥ الى ٤٧٥ ، الخ (nm) نجد بالقيم النسبية

$$X = 115{,}72 \qquad Y = 69{,}49 \qquad Z = 7{,}716$$

ومنه $x = 0{,}600$ $y = 0{,}360$ $z = 0{,}040$

الفصل ٧

أ - (٧-١) الامواج المنتشرة وفقاً لـ Ox :

١ً دائرية يسارية

٢ً مستقيمة على $\frac{3\pi}{4}$ من oy

٣ً اهليلجية يسارية ، محورها الكبير على $\frac{3\pi}{4}$ من oy

٤ً اهليلجية يمينية ، محورها الكبير على $\pi/4$ من oy

ب - (٧-٣) ١ً . - ان الأهداب هي ذوات التباين الاعظم عندما يكون P موازياً الى احد الخطين المعتدلين ، وتختفي عندما يكون P على $\pi/4$ من هذين (لأنه يحدث عندئذ تركيب للاهتزازتين الدائرتين D و G اللتين لا يمكن ان تعدلا بعضيهما) .

٢ً لا يكون هنالك اهداب ، ولكن الاهتزازة المستقيمة تدور بدلالة الفاصلة .

٣ً نفس الاهداب التي تحصل بالضوء الطبيعي .

٤ً تبادل الأهداب المضيئة والمظلمة ، بالنسبة الى الحالة السابقة .

ج - (٧-٤)

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\sin^2(\varepsilon + \Delta\alpha) - \sin^2(\varepsilon - \Delta\alpha)}{\sin^2 \varepsilon} \simeq 4\,\frac{\Delta\alpha}{\varepsilon}$$

ومنه

$$\Delta\alpha \simeq 0^{o},015$$

د ـ (٧ ـ ٥ ـ د) إن الاهتزازة الدائرية الاصلية ، التي هي يمنية مثلاً، تصبح دائرية يسارية عندما تلاحظ بعد الانعكاس . وينبغي تدوير المحلل المستقيم بمقدار $\pi/2$ بالنسبة الى الصفيحة ربع الموجية المرتبطة به .

الفصل ٨

أ ـ (٨ ـ ٥) وفقاً لـ [١٧،٨] يكون عاملا النفوذ (أو التوصيل) τ و τ' قبل وضع الطبقة ذات القرينة n وبعدها :

$$\tau' = 16\,\frac{n}{(1+n)^2}\;\frac{n\,N}{(1+N)^2} \quad \text{و} \quad \tau = \frac{4\,N}{(1+N)^2}$$

ومنه :

$$\sqrt{\frac{\tau'-\tau}{4\,n}} = \frac{(N-n)(n-1)}{(1+n)\,(1+N)\,(n+N)} > 0$$

ب ـ (٨ ـ ٦) من أجل $i = \pi/4$ ، يكون $\sin(i-r) = \cos\,(i+r)$

و

$$\sin\,(i+r) = \cos\,(i-r)$$

ومنه , وفقاً لـ [٢٥،٨] و [٢٢،٨]

$$\sqrt{\rho'} = \frac{\sin^2\,(i-r)}{\sin^2\,(i+r)} = \rho''$$

ج ـ (٨ ـ ٦) ١ ـ . $n\cos\theta \simeq N\,[\,\sin l + (r-l)\cos l\,]$

ومنه

$$\operatorname{tg} l = 1,664 \quad \text{مع} \quad l - r = \theta^2/2\operatorname{tg} l$$

وفقاً لـ [٢٢،٨]

$$\sqrt{\frac{E}{E_0}} = \frac{\cos\,(\theta+r)}{\cos\,(\theta-r)} \quad \text{ومنه} \quad 1 - \frac{E}{E_0} \simeq 4\theta\operatorname{tg} l$$

٢ً من أجل $1-\frac{E}{E_0}=\frac{5}{100}$ ، $\theta \simeq \frac{1}{80\ \mathrm{tg}\, l}$

ومنه

$\Delta l \simeq \frac{\theta^2}{2}\ \mathrm{tg}\, l = 4.6.10^{-5}\ \mathrm{rd}$ (أي ١٠ً تقريباً)

و $\Delta n = N \cos l$ $\qquad \Delta l \simeq 0{,}4.10^{-5}$

د - (٨ - ٨) $i=\frac{\pi}{2}-\frac{\varphi}{2}$ ؛ $\mathrm{tg}\,\frac{\varphi}{2}=\frac{1}{\sqrt{3}}$ ، $\varphi = 60°$

هـ - (٨ - ٨) ان الاهتزازة المنعكسة على الوجه الثاني تهتز عمودياً على مستوى الورود ، مثل الاهتزازة المنعكسة على وجه الدخول ، وتخترق هذا الوجه من جديد بدون تغير في الاتجاه .

و - (٨ - ٨) وفقاً لـ [٨و٢٠] يكون $\tau = (1-\rho)\,\frac{\mathrm{tg} r}{\mathrm{tg} i}$

وفي الورود البروستري $\rho' = 0$ و $\tau' = \frac{\cot i}{\mathrm{tg}\, i} = \frac{1}{n^2}$

ز - (٨-٨) $i = \mathrm{arc\ tg}\, n = 53°\ 8'$ ، منه $r = \frac{\pi}{2} - i = 36°\ 53'$

ان زاوية الورود على الزجاج هي

$$i' = \mathrm{arc\ tg}\,\frac{n'}{n} = 48°\ 22'$$

ومنه $\theta = i' - r = 11°\ 29'$

ج - (٨-١٠) الضوء البارز طبيعي . ليكن ρ و τ عاملي الانعكاس والنفوذ لكل وجه . ولنأخذ كوحدة لنا ، شدة الحزمة الواردة ، فتكون شدة الحزمة الخارجة بعد ان اخترقت الموشور مرة واحدة هي τ^2 ، وشدة الحزمة التي طرأ عليها انعكاسان داخليان هي $\tau^2\ \rho^2$ ومنه النفوذ الكلي :

$$T = \tau^2 (1 + \rho^2 + \rho^4 + \dots) = \frac{\tau^2}{1-\rho^2} = \frac{\tau}{1+\rho}$$

ووفقاً ل [١٧،٨] يكون

$$T = \frac{2n}{n^2+1} = \frac{12}{13} \text{ فيستنتج ان } \tau = \frac{4n^2}{(n+1)^2}$$

ط - (٨ - ١٠ - ب) تعادل الجملة صفيحة نصف موجية . الاهتزازة الخارجة مستقيمة وعمودية على الاهتزازة الواردة .

ي - (٨-١٠-ب) من $\alpha = i_0 - r$ و $\cos\alpha = n \sin r$ نستنتج

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{n \sin i_0 - 1}{n \cos i_0}$$

ومنه $\alpha = 14° 19'$ و $\hat{A} = 161° 22'$

ك - (٨ - ١١)

١ً من [٤٤،٨] $z_1 = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\frac{\sin^2 i}{n^2} - 1}} = 0{,}23\ \mu\text{m}$

٢ً $\frac{I_2}{I_0} = \exp\left(-\frac{2z}{z_1}\right) = \exp(-8700) = 10^{-3770}$

ل - (٨ - ١٣) يؤدي استعمال الصيغتين [٤٨،٨] و [٤٩،٨] الى

$\rho = 0{,}37$ و $\varphi = 167°{,}8$

الفصل ٩

أ - (٩ - ٢) $n^2 = A + B/\lambda^2$. تعطي القيم المتطرفة ل λ و n:

$B = 5{,}817_3 . 10^6$ و $A = 2{,}483_4$

وتعطي الصيغة الموضوعة هكذا ، من اجل $\lambda = 5892$ Å

$n^2 = 2{,}650_9$ في حين أن القيمة المعطاة في نص المسألة هي

$$n^2 = 2{,}650_4$$

ب - (٩ - ٥) تكتب الصيغة [٩،١٨] هنا

$$n^2 - 1 = \frac{K}{\omega_i^2 - \omega^2}$$

وبحذف K بين المعادلتين اللتين تعطيهما المعطيات ، نجد

$$\omega_i = 2{,}15.10^{16} \text{ rd/s}$$

ومنه

$$\lambda_i = 885\,\text{Å}$$

ج - (٩ - ٦) تكتب الصيغة [٩،٥٦] هنا :

$$\frac{n^2 - 1}{n^3 + 2} = \frac{\eta_0 \rho}{M}\ \frac{e^2 f}{3\varepsilon_0 m_e}\ \frac{1}{\omega_i^2 - \omega^2}$$

ومعنا القيم الآتية $f = 4$ ، η_0 هو عدد افوكادرو ، me كتلة الالكترون و e شحنته :

$$\omega_i = 2\,\pi\,\frac{c}{\lambda_i} = 1{,}76.10^{16}\,\text{rd/s}$$

ونجد :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{96{,}10^{28}}{3{,}1.10^{32} - \omega^2}$$

ويعطي ذلك :

$\lambda\,(\mu)$ =	٠،٣	٠،٤	٠،٥	٠،٧	١	٢	٥
n =	١،٦١٦	١،٥٧٠	١،٥٥٣	١،٥٣٩	١،٥٣٣	١،٥٢٥	١،٥٢٢

د - (٩ - ٨) $v = \frac{c}{n} \simeq c(1+10^{-5})$ ومنه $v - c \simeq 3Km/s$

[٣،٢] $u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}$ تعطي $u = cn = c\,(1 - 10^{-5})$

هـ - (٩ - ١١) وفقاً لـ [٣٦،٩]

$$\frac{n_2^2-1}{n_2^2+2} = \frac{n_1^2-1}{n_1^2+2}\,\frac{\rho_2}{\rho_1} = 6{,}98.10^{-2}$$

ومنه $n_2 = 1{,}06$

و - (٩ - ١١) نسبة عددي الجزيئات في وحدة الحجم في الدرجتين ١٠٠° وصفر هي $n_{100}/n_0 = 273/373 = 0{,}731$

فمن أجل CO_2 ، $\frac{(\varepsilon_r-1)_{100}}{(\varepsilon_r-1)_0} = 0{,}722$ ومنه $p_0 = 0$

ومن أجل NH_3 يعطي حساب هذه النسبة

$$p_0 = 4{,}7.10^{-30}\ C.m$$

الفصل ١٠

أ - (١٠ - ٢) $I = 0$ في الحالات الثلاث

ب - (١٠ - ٤) نعتبر الضوء الطبيعي مؤلفاً من مركبتين مستقيمتين مترابطتين ، لهما نفس السعة (الفقرة ٧ - ١) ولتكونا V_1 في مستوي الانتشار و V_2 عمودة على V_1 . ان العزوم الكهربائية المتحرضة في الجزيئات المتماثلة المناحي هي موازية لـ V_1 و V_2 ومستقلة عن بعضها بعضاً . والثانية تولد اشعاعاً منتثراً مستقلاً عن x (الصيغة [١٠،٣] التي يكون فيها $\theta = \pi/2$) والاولى تولد اشعاعاً مساوياً للاول بعد ضربه به :

$$\sin^2\theta = \cos^2\alpha$$

وفي الجملة فان المركبة الطبيعية هي متناسبة مع $2\cos^2\alpha$ والمركبة المستقطبة متناسبة مع $1 - \cos^2\alpha$ (راجع الشكل ١٠ - ٦) ومنه

$$x = \frac{1}{2}\,\mathrm{tg}^2\,\alpha$$

ج - (١٠ - ٦) ١ . - ليكن $dv = dx\; dS$ و $\Phi_0 = SE$

$$d\Phi = -\,S\mathcal{R}E\,dx\int_0^{\pi}(1+\cos^2\alpha)\;2\,\pi\,\sin\alpha\;d\alpha$$

$$= -\,\frac{16}{3}\,\pi\,\Phi\,\mathcal{R}\;dx$$

ولما كان $\frac{d\Phi}{\Phi} = -\,2\,K\,dx$ فان $\frac{K}{R} = \frac{8}{3}\pi$

٢ - $L = \mathcal{R}E\gamma$

و $2\,K = 10^{-3}\ \mathrm{cm}^{-1}$ ومنه $L = 0{,}60\ E$

$$L' = \frac{E}{\pi}\cos\frac{\pi}{4} = 0{,}225\ E$$

د - (١٠ - ٨) يستنتج من [١٠، ٢١]

$$\mathcal{N} = \frac{M}{\rho}\,\frac{\pi^2}{2\,\mathcal{R}\,\lambda^4}\,(n^2-1)^2 = 6{,}7.10^{26}$$

هـ - (١٠ - ٩) يعطى [١٠، ١٣]

$$\mathcal{N} = \frac{8\,\pi^2\,(n^2-1)^2\,M}{6\,K\,\rho\,\lambda^4}$$

حيث M هي الكتلة المولية وتساوي ٢٩ بالنسبة الى الهواء

ويعطي منطوق المسألة $2\,K = 5{,}6.10^{-5}\ \mathrm{m}^{-1}$ ومنه

$$\mathcal{N} = 6{,}5.10^{26}$$

و - (١٠ - ٨ و ١٠) ان الصيغة [١٠،١٧] التي نبدل فيها N بـ $\mathcal{N}\rho/M$ تمكننا عند تشبيه $C\,Cl_4$ بغاز كامل ، من أن نحسب

$$\mathcal{R}_1 = 1{,}35 \text{ m}^{-1} \simeq 5\,\mathcal{R}$$

ز - (١٠ - ١١) ينتج من [١٠،٣٠]

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{2v \sin(\varphi/2)}{c_1} \quad \text{و} \quad c_1 = \frac{c}{n} \quad \text{و} \quad \varphi = \frac{\pi}{2}$$

$$\frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1} = \frac{0{,}52}{2536} \quad \text{ومنه} \quad v_1 \simeq 18000 \text{ m/s}$$

$$\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2} = \frac{0{,}32}{2536} \quad \text{ومنه} \quad v_2 \simeq 11000 \text{ m/s}$$

الفصل ١١

ا - (١١ - ٨) ينبغي ان يكون محور الصفيحة على $45°$ من المقطعين الاصليين للمقطب .

نفرض

$$\Delta n = n_0 - n_e$$

فمن أجل

$$\Delta\lambda = 6\,\text{Å}$$

يكون

$$d(\Delta n) = -\frac{24}{17}10^{-5}$$

يحصل الانطفاء من اجل $\lambda = 5890$ Å اذا كان $e(\Delta n)_\lambda = (k+1/2)\,\lambda$
k صحيح .

وتحصل النهاية العظمى من أجل $\lambda' = \lambda + d\lambda$ إذا $e(\Delta n)\lambda' = k\lambda'$

ومنه

$$2e\left[\frac{(\Delta n)\lambda}{\lambda} - \frac{(\Delta n)\lambda'}{\lambda'}\right] = 1$$

ولكن

$$d\left(\frac{\Delta n}{\lambda}\right) = \frac{1}{\lambda} d(\Delta n) - \frac{\Delta n}{\lambda^2} d\lambda$$

فنستنتج من ذلك $e = 1{,}56\,\mathrm{mm}$

ملاحظة : أ) ان الارتياب في المعطيات (ولا سيما في $d\lambda$) لايسمح بحساب e بدقة .

ب) ان الطريقة (التي طبقت فعلاً) لاتوافق إلا أجل $d\lambda > 0$

ب - (١١-٩) ١ - في الحالة الاولى ينفذ الشعاع الشاذ. لتكن I و I_e الشدتين : قبل وضع L وبعد وضعها :

$$\frac{I_e}{I} = \mathrm{tg}^2\left(\frac{\pi}{\varphi} - \alpha_e\right) = 0{,}738$$

وبحسب [١٧،٨] ، اذا لم يكن ثمة امتصاص ، فان عامل النفوذ يكون

$$\tau_0 = \frac{4n_e}{(n_e+1)^2} = 0{,}942$$

من اجل كل وجه لـ L .

تعطي العلاقة $I_e = I\,\tau_e^2 \exp(-2K_e x)$: $2K_e = 0{,}184\,\mathrm{mm}^{-1}$

وفي الحالة الثانية يعطي حساب مماثل :

$$2K_0 = 1{,}40\,\mathrm{mm}^{-1}$$

٢ً $\exp(K_0 - K_e)\, x' \geqslant 1000$ ومنه : $x' \geqslant 5{,}7$ mm

ج - (١١-١١).

١ً . - ليكن $dn = n_0 - n_e = 0{,}5\,\dfrac{\lambda}{e} = 3.10^{-5}$

من العلاقة

$$n = \sin\frac{\varphi + \delta}{2} \Big/ \sin\frac{\varphi}{2}$$

نستخرج :
$$dn = \frac{d\,\delta}{2}\sqrt{\frac{1}{\sin^2(\varphi/2)} - n^2}$$

ومنه : $d\delta = 4{,}54.10^{-5}$ rd و $fd\delta = 23$ µm

٢ً . - ان المواشير ذات الانكسار المضاعف محاطة بمواشير قرينتها n . والانحراف δ في موشور هو بالنسبه الى شاع شاذ بحيث ان :

$$\frac{n_0}{n} = \sin\frac{\varphi + \delta}{2} \Big/ \sin\frac{\varphi}{2}$$

ومنه (بما ان δ صغيرة)

$$\frac{n_0 - n_e}{2} = \frac{d\,\delta}{2}\cot\frac{\varphi}{2}$$

يوجد موشوران مضاعفا الانكسار يخترق كل منهما ثلاث مرات ، وعند الخروج من الموشور الاخير الذي قرينته n ينضرب الانفراج بـ n .. ومنه :

$$\varepsilon = 12\,(n_0 - n_e)\,\mathrm{tg}\,\frac{\varphi}{2} = 3{,}6.10^{-4}\ \mathrm{rd}$$

د - (١١-١٢) نرمز بـ ω لنبض الصفيحة ؛ فعلى بعـــد x من O يكون المطال :

$$s = S\sin\frac{\pi x}{2l}\cos\omega t$$

والضغط

$$p = E\frac{ds}{dx} = P\cos\frac{\pi x}{2l}\cos\omega t$$

مع
$$P = \frac{\pi ES}{2l} = 11{,}8\ \text{kg/mm}^2$$

نرمز بـ δ لفرق المسير :

$$\frac{\delta}{\lambda} = \frac{11{,}8}{21/5}\cos\frac{\pi x}{2l} = 2{,}81\cos\frac{\pi\alpha}{2l}$$

وتقابل الاهداب :

B	N	B	N	B	N	
5/2	2	3/2	1	1/2	0	$= \delta/\lambda$
7,5	12,4	16,0	19,3	22.1	25	x (cm)

من أجل

$$\frac{\delta}{\lambda} = 2{,}8_1 \quad \text{مع} \quad I = \sin^2\frac{\pi\delta}{\lambda} \qquad x = 0$$

$$\frac{dI}{dx} = 0 \quad \text{و} \quad I = 0{,}32$$

ومنه المنحني

$$I = f(x)$$

هـ - (١١ - ١٦) وفقاً للصيغة [١٣٤٧] يكون :

$$\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} = \frac{b}{a} \text{ و } \varphi = 2\pi Cl\left(\frac{V}{e}\right)^2 = 15^0 \text{ و } \frac{b}{a} = 0{,}13$$

الفصل ١٢

أ - (١٢ - ٢) $\varepsilon = A / \sqrt{F}$ ، $\alpha = C\,l$ (A و C ثابتتان)

$$F = F_0 \exp(-2\,KL)$$

ومنه

$$\frac{\varepsilon}{\alpha} = B\,\frac{\exp(Kl)}{l} \qquad (\text{B ثابتة})$$

الحد الادنى من أجل $l\,K \exp(Kl) - \exp(Kl) = 0$ ومنه $l = 1/K$

ب - (١٢ - ٣) الحالة الاولى : ان الدورانين الناجمين عن α يتعادلان :

$$\theta_1 = 0$$

الحالة الثانية : ان اختراق q مرتين يعادل اختراق صفيحة نصف موجية ،

$$\theta_2 = \frac{\pi}{2}$$

الحالة الثالثة : بالنسبة الى الملاحظ الكائن في A تكون الدورانات (في اتجاه اليسار) .

بعد الاختراق الأول لـ Q : $\alpha_1 = \alpha_0\,e = 32{,}55$ dg

بعد الاختراق المضاعف لـ q $\qquad \frac{\pi}{2} - \alpha_1$

بعد الاختراق الثاني لـ Q $\quad \theta = \frac{\pi}{2} - 2\,\alpha_1 = 24{,}9$ dg

ج - (١٢ - ٣) يلاحظ هدب مركزي اسود ، يثبت في مكانه بواسطة انتقال قدره :

$$x_1 = -\frac{\alpha_1}{2\,\alpha_0\,\mathrm{tg}\,\varphi} = -\,1{,}90\ \mathrm{mm}$$

تفسير الاشارة – :

ينبغي تنقيل الموشور G نحو اليمين للتعويض عن دوران يساري .

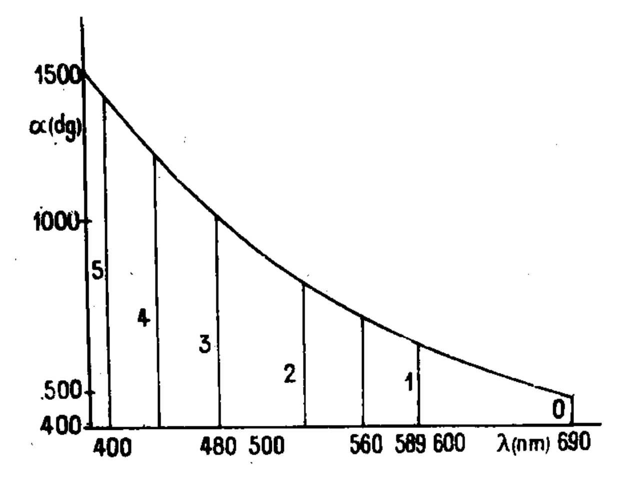
د – (١٢ – ٤) $n_D - n_G = \frac{\alpha\,\lambda}{\pi\,e} = 2{,}3.10^{-5}$ [١٢ ، ٣]

$\varepsilon = 2\,\frac{n_D - n_G}{n_0}\,\mathrm{tg}\,i$ مع $\sin i = n \sin\frac{\varphi}{2}$

$$\varepsilon \simeq 1{,}3.10^{-4}\ \mathrm{rd} \simeq 26''$$

هـ – (١٢ – ٥) نرمز بـ θ لزاوية A مع P ، $\alpha = \alpha_0\,e$ = الدوران ، فيكون :

690	589	560	480	400 = λ (nm)
471	651	723	990	1515 = α (dg)



١° . – يحصل انطفاء من اجل $\alpha = \theta + (2k+1)\times 90°$ (حيث k هو عدد صحيح) وخاصة من اجل $\alpha_0 = 471° = \alpha$ ، اذاً يحصل ايضاً من اجـــل $\alpha = \alpha_0 + p \times 180°$ (حيث p عدد صحيح) ، ومنـه ٥ تقلبات اضافية

α = ٦٥١ ، ٨٣١ ، ١٠١١ ، ١١٩١ ، ١٣٧١ درجة) يمكن المخطط الوارد من تعيين امكنتها .

٢ً . ـ تطفأ بالتدريج الاشعاعات التي تكون α بالنسبة اليها اكبر فأكبر ، والكوارتز يميني .

و - (١٢ - ٦ ب) ١ً . ـ $\frac{b}{a} = \frac{\sqrt{\tau_G} - \sqrt{\tau_D}}{\sqrt{\tau_G} + \sqrt{\tau_D}} = 0.033$

والدوران في الجهة التي يكون فيها الامتصاص هو الأضعف = أي يساري .

٢ً . ـ [١٢،٣] $n_D - n_G = -\frac{\lambda}{e}\frac{\alpha}{\pi} = -78.10^{-6}$

ز - (١٢ - ٧) ١ً . ـ تعطى [١٢،٩]

$$\tau_1 = \frac{[\alpha\ ]-[\alpha_2]}{[\alpha_1]-[\alpha_2]} = \frac{MA_2}{A_1A_2} = \frac{H'A'_2}{A'_1A'_1}$$

٢ً . ـ تدل العلاقة السابقة على أنه في جميع المزائج المعمولة من نفس الجسمين الصافيين ، فان المستقيمات مثل MM' تمر من نقطة تلاقي A_1A_1' و A_2A_2' ؛ وهذه النقطة هي التي تقاطع فيها MM' ، NN' ، PP' الخ (ولكن معرفتها لاتكفي لتعيين قوة الدوران للمركبتين المشتركتين .

٣ً . ـ نأخذ خليطاً من مادتين متعاكستين ضوئياً ، فبالنسبة الى طول الموجة λ

$$[\alpha] = [\alpha_1]\,\tau - [\alpha_1]\,(1-\tau) = (2\tau - 1)\,[\alpha_1]$$

تتغير مع τ .

وبالنسبة الى طول موجة آخر λ'

$$[\alpha'] = (2\tau - 1)\ [\alpha_1']$$

ومنه $$\frac{[\alpha]}{[\alpha']} = \frac{[\alpha_1]}{[\alpha'_1]}$$

إن هذه النسبة يمكن أن تميز النوع الكيميائي المدروس (يلاحظ مع ذلك ان القيمة λ'^2/λ^2 هي نفسها في جميع الاجسام التي تحقق قانون التبدد [١٢و٤]) .

ج - (١٢ - ١٥) $\alpha = \rho\, B\, l$ و $B = \mu_0 n I$ ، $\mu_0 = 4\pi.10^{-7} W_b/A.m$

ومنه

$$I = \frac{\alpha}{\mu_0\, N\, I\, l} = 61{,}4 A$$

واذا عكسنا التيار ، تتغير جهة الدوران .

ط - (١٢ - ١٥) من أجل مسير ds وفقاً للمحور يكون

$$d\alpha = \rho\, \mu_0\, H\, ds$$

نستنتج من الصيغة [١٧،٩] في الجزء ٦ : $\int H ds = NI$ (على طول خط مغلق من الحقل) .

ومنه :

$$\alpha = \rho\, \mu_0 N I$$

ي - (١٢ - ١٦ و ١٢ - ٤) بوحدات مترابطة :

$$(n_D - n_G) = \frac{\rho B \lambda}{\pi} = 24.10^{-6}$$

الفصل ١٣

أ - (١٣ - ٤) $T = \frac{2}{3k} eV$ ، حيث k هي ثابتة بولتزمان و e

شحنة الالكترون ، نحصل على القيم الآتية :

$14300°K$ من اجل Li و $16300 °K$ من اجل Na

ب - (١٣ - ٦) اذا كان L_λ لمعان الجسم الاسود في الدرجة T^o بالنسبة الى طول الموجة λ ، فان A' يتلقى ويمتص ، في وحـــدة السطح ، $L_\lambda\ a_\lambda\ \pi$ ، و B' يتلقى $L_\lambda\ \pi$ و يمتص $L_\lambda\ \pi\ a_\lambda$. و I يبقى سا كناً .

ج - (١٣ - ٦) في درجة حرارة اللهب ، ومن اجل طول الموجة λ (غير مذكور في الرموز) ليكن L اللمعان الطاقي للجسم ، و $l\ (x)$ لمعان ثخن x من اللهب ، و $a\,dx$ عـــامل الامتصاص في الثخن dx . فعندما يزيد x ، يزداد l بـ :

$$dl = L\ \alpha\ dx - l\ \alpha\ dx$$

من اجل $x = 0$ ، $l = 0$ ، $\ln\left(1 - \frac{1}{2}\right) = -\ a\ x$

وعندما يزداد x الى ما لا نهاية يتجه l نحو L .

د - (١٣ - ٨) يتألف الضوء الملاحظ من اهتزازتين عدداهما الموجيان $\sigma \pm d\,\sigma$ ، و [١٣، ٣] $d\,\sigma = 0{,}934\ \text{cm}^{-1}$.

تختفي حلقات نيوتن من اجل

$$2\,e = \frac{k}{\sigma - d\sigma} = \frac{k + \frac{1}{2}}{\sigma + d\sigma} = \frac{1}{4\,d\,\sigma}$$ (حيث k عدد صحيح)

ومنه

$$e = 1{,}33\ \text{mm}$$

هـ - (١٣ - ٩) $$v = \frac{c\,\Delta\nu}{2\,\nu} = 360\ \text{km}/h$$

و - (١٣ - ٩) $$v = c\,\frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} = 363\ \text{km}/s$$

ز - (١٣ - ١٠) عندما تتغير x بمقدار dx ، تتغير I بمقدار dI و N بمقدار dN ، بحيث يكون : $\frac{dI}{I} = \frac{dN}{N}$ او $-\frac{dt}{\tau} = -2\,K\,v\,dt$ باعتبار v هي السرعة المحسوبة في التمرين (١٣ - و) ومنه

$$\tau = \frac{1}{2\,K v} = 2{,}0.10^{-8}\ \text{s}$$

ووفقاً لـ [١٣، ٦] يكون نصف العرض الطيفي :

$$\Delta\,\lambda = \frac{\lambda^2}{2c\tau} = 2.10^{-14}\ \text{m} = 0{,}2\ \text{m}\,\mathring{\text{A}}$$

الفصل ١٤

أ - (١٤ - ٣)

١ً - $T_0 = \frac{e V_i}{h e} = 43\,487\ \text{cm}^{-1}$ و $\lambda_0 = \frac{1}{T_0} = 2299\ \mathring{\text{A}}$

٢ً - $T_1 = T_0 - \frac{e}{h c} V_1 = 28\,567\ \text{cm}^{-1}$

ولكن اذا كانت V_1 ليست معروفـــة الا بتقريب او ارتياب قدره $\pm\ 0{,}005\ V$ فان الارتياب في T_1 يكون في حدود $4000\ \text{cm}^{-1}$ ، بينما ان الطرائق ذات الكشف الدوراني (الاستروبوسكوبية) يمكن ان تعطي دقة في حدود بضعة cm^{-1} .

$$\lambda_1 = \frac{1}{T_0 - T_1} = 6\,710\ \mathring{\text{A}}$$

ب - (١٤ - ٤) ينتج من [١٤، ١٠]

$$\frac{1}{\lambda \mathcal{R}} = \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)\ 2} \simeq \frac{2}{n^3}$$ بفرض n كبيرة

ج - (١٤ - ٤) تعطي الصيغة [١٤، ١٤] من اجل طاقات المناسيب

(او السويات) المتتابعة :

٤	٣	٢	١	n
٠٫٨٥ —	١٫٥١ —	٣٫٤٠ —	١٣٫٦٠ —	W (eV)

يمكن للالكترونات ذات الـ 12,5 eV ان تثير الذرة حتى السوية ٣ . ومنها بواسطة ازالة الاثارة ، الانتقـــالات : 2 ← 3 و 1 ← 3 و 1 ← 2 ، التي تعطي بالترتيب الخطوط الطيفية (Hα) 6563 Å و 1026 Å و 1216 Å (خطان اولان للايمان) اما الالكترونات ذوات الـ 14 eV ، وهي طاقة اعلى من طاقة التأين ، فانها تمكن من اصدار كامل طيف الهدروجين .

د ـ (١٤ — ٥) ينتج من [١٤،١٥]

$$F_e = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} = 0{,}82.10^{-7}\ \text{N}$$

$$\mathcal{G} = 6{,}7.10^{-11} \quad \text{و} \quad F_g = \mathcal{G}\,\frac{m_H\, m_e}{e^2}$$

$$m_e = \frac{m_H}{1836} \qquad m_H = 1{,}67.10^{-27}\ K_g$$

$$F_e \text{ مهملة ازاء } \qquad F_g = 3{,}6.10^{-47}\ \text{N}$$

هـ ـ (١٤ — ٥) ان قوة كولون (الصيغة [١٤،١٥] هي هنا

$$A' = Z\,A\ (Z = 2) \quad \text{مع} \quad F' = -\frac{A'}{r/2}$$

واذا استبدلنا الصيغة [١٤،١٤] بـ [١٤،١٣]

$$W'_n = -Z^2\,W_n \text{ نجد } [١٤،٢٢]$$

ومنها بين العددين الموجبين σ و σ′ للهدروجين وللهليوم العلاقة $\sigma' = 4\sigma$.

وطول الموجة المطلوب هو ربع طول موجـــة الخط 1 ← 2 للهدروجين أي

. 304 A°

و - (١٤ - ٥ - د) اذا كان σ_D و σ_H العددين الموجبين للخطين المبحوثين .

$$\Delta\sigma = \sigma_D - \sigma_H = \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{9} \right)\left(\mathcal{R}_D - \mathcal{R}_H \right) = \frac{5}{36} \Delta\mathcal{R}$$

$$\frac{|\Delta\lambda|}{\lambda} = \frac{|\Delta\sigma|}{\sigma} = \frac{\Delta\mathcal{R}}{\mathcal{R}} = \frac{1}{2} \; \frac{1}{1836}$$

ومنه :

$$V_D - V_H = \frac{h\,c}{e} \; \Delta\mathcal{R} = 37.10^{-4}\, V \;،\; \Delta\lambda = 1,8 \text{ A}^\circ$$

ز - (١٤ - و ١٤ - ٧) ينتج من [١٤ ، ٣١] و [١٣ ، ٣٦]

$$N = \theta \, \frac{dN}{dt} = 10^9$$

ج - (١٤ - ٧) اذا كان N' عدد الذرات الهائجة ، فان العدد $N - N'$ للذرات غير الهائجة يختلف قليلاً عن N ، لذلك ينتج من [١٤ ، ٢٨] .

$$N' = N \exp\left(- \frac{hc}{kT\lambda} \right)$$

وتعطي [١٤، ٣١] و [١٤، ٣٦]

$$n\,N = \frac{dN'}{dt} = \frac{N'}{\theta}$$

ومنه

$$\theta = \frac{1}{n} \exp\left(- \frac{hc}{kT\lambda} \right) \simeq 3.10^{-9}\, s$$

ط - (١٤ - ٩) ينتج من قاعدة الاصطفاء [١٤، ١١] أن T_1 هي حد P .

ي - (١٤ - ١٢) ان السويات لاتتضاعف ، وأما السوية 2P فتضاعف وينتج من ذلك لـ λ_2 نفس التضاعف (في العدد الموجي) الذي لـ λ_1 :

$$d\lambda_2 = d\lambda_1 \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)^2 = 0,224 \text{ Å}$$

ك - (١٤ - ٢٠) $\lambda = \frac{hc}{eV} = 1,53 \text{ Å}$

ل - (١٤ - ٢١) [١٤، ٦٩] تعطينا طاقة السويات ؛ والطاقة Ve ينبغي أن تكون مساوية لطاقة الطبقة K . ومن أجل هذه يعطي القانون التقريبي [١٤، ٦٣]

$V = \frac{hc}{e} R(Z-1)^2$ ومنه ، $c = 1$

فنجد بالنسبة الى Cu : $V = 10,6$ KV

والى M_0 : $V = 22,6$ KV

الفصل ١٥

أ - (١٥ - ٤) عزم عطالة الجزيء $I = \mu\, r_0^2$ ، مع

$$\frac{1}{\mu} = \left(\frac{1}{(Cl)} + \frac{1}{(H)} \right) \mathcal{N} \quad \text{و} \quad \mathcal{N} = 6.10^{26} \text{ (M.K.S)}$$

ومنه $I = 14,25.10^{-47}$ Kg/m²

ومن [١٥، ١٧]

$$\lambda_{01} = \frac{c}{\nu_{01}} = \frac{4\,\pi^2\, c\, I}{h} = 0,75 \text{ mm}$$

$$\lambda_{23} = \frac{\lambda_{01}}{3} = 0{,}25 \text{ mm} \quad \text{و} \quad \lambda_{12} = \frac{\lambda_{01}}{2} = 0{,}37 \text{ mm}$$

ب - (١٥ - ٤) $W = \frac{3}{4} kT$ و $k = 1{,}38.10^{-23}$ J. dg^{-1}

ومنه مع اخذ [١٥، ١٧] بعين الاعتبار

$$T = \frac{2k}{3} \cdot \frac{4\pi^2 I}{h^2} = 110 \text{ °K}$$

ج – (١٥ – ٥) ينتج من [١٥، ٢٨]

$$\Delta W_v = \frac{3}{2} h \frac{\sigma}{c}$$

ومن [١٥، ١٧]

$$\Delta W_r = \frac{h^2}{8\pi^2 I}$$

ويستنتج من ذلك

$$\frac{\Delta W_v}{\Delta W_r} = \frac{79{,}3.18^{-21}}{0{,}812.10^{-21}} = 97$$

د (١٥ – ٥) ينتج من [١٥، ٢٥] $\frac{\sigma}{\sigma'} = \sqrt{\frac{\mu'}{\mu}}$ باعتبـــار μ و μ' الكتلتين المختزلتين للجزيئين

$$\frac{\mu}{\mu'} = \frac{35}{2} \times \frac{35 + 37}{35 \times 37} = \frac{36}{37}$$

ومنه

$$\sigma - \sigma' = 41{,}2 \text{ cm}^{-1} \quad \text{و} \quad \sigma' = \frac{6 \times 2940{,}8}{\sqrt{37}} = 2899{,}6 \text{ cm}^{-1}$$

ه (١٥ – ٨) $v = \sqrt{\frac{2e}{m} V_1} = 4{,}16.10^{-19}$ J

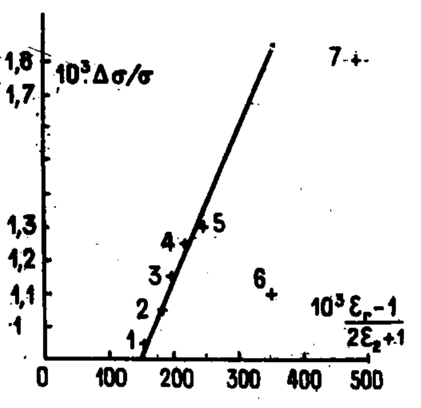
$$T = \frac{2\, eV_1}{3\, k} \simeq 20000 \text{ K}$$

الفصل ١٦

أ - (١٦ - ٣) لما كانت $2\,K/c$ ثابتة (مع أخذ العلم بالارتياب في c) فانه يمكن أن نكتب $K' = \frac{K}{c} = 90\ \text{m}^2/K$ cal molécule

ب - (١٦ - ٣)

المذيب :	C_6H_{14}	C_6H_{12}	CCl_4	C_7H_8	CS_2	$C_4H_{10}O$	C_2H_4O
$10^3\frac{\varepsilon_r - 1}{2\,\varepsilon_r+1}$:	١٨٦	٢٠٤	٢٢٣	٢٣٨	٢٦٠	٣٤٥	٤٦٩
نقطة المنحني :	١	٢	٣	٤	٥	٦	٧



وفقاً لما تبينه النقطتان ٦و٧ . ان النظرية لاتعود صحيحة من اجل المذيبات القطبية الحاوية على الاكسجين (والتي يمكن أن يشكل معها الاستون صلات بواسطة الهدروجين) .

ج - (١٦ - ٥) ابتداءً من المعطيات ذوات الارقام ١ ، ٥ ، ٩ ، نجد :

$$n^2 = 2{,}330 - \frac{3{,}631\ \lambda^2}{(62{,}3)^2 - \lambda^2}$$

د - (١٦ - ٧) $\alpha t = \frac{1}{n} - \frac{1}{n_0}$

من أجل $t = \tau$ ، $n^2 = \frac{n_0^2}{2}$

ومنه :

$$\tau = \sqrt{\frac{A}{I_0 a}}\left(\sqrt{2}-1\right)$$

الفصل ١٧

أ - (١٧ - ٦) نصف قطر الشمس $R = 109 \times \frac{4.10^7}{2\pi}$ m

وعلى حافة الشمس فوق خط الاستواء ، تكون السرعة (الشعاعية)

$$v = \frac{2\,\pi R}{27 \times 86400} = 1871 \text{ m/s}$$

وانتقال دوبلر $\Delta\lambda = \frac{\lambda v}{c} = 3{,}74.10^{-2}$ A

وفي نقطة ترى من مركز الشمس على البعد r تكون السرعة الشعاعية والانتقال هما :

$$\frac{r}{R}\,\Delta\lambda \quad \text{و} \quad \frac{r}{R}v$$

اذاً فالخطوط الطيفية تكون مائلة بزاوية α (راديان) بحيث ان

$$\alpha = 0{,}074 \text{ rd} \simeq 4^0 \text{ ، } \frac{0{,}25\,\alpha}{2{,}97} = \frac{3{,}74.10^{-2}}{6}$$

ب - (١٧ - ٧) ينتج من [١٧،٢]

$$\log\left(\frac{D}{d}\right)^2 = \frac{2}{5}(M - m)$$

ومنه $D = 700\,\text{mm}$

ج - (١٧ - ٨) لما كانت الكترونات الغاز المتأين حرة، فان الصيغة [١٢،١٨] تصبح

$$n^2 \pm -1 = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0\, m\, \omega\, [\omega \mp (eB/m)]}$$

وينتج من [١٢،٢٠] و [١٢،١٩] و [١٢،١٧] مع

$$n \approx 1 \quad \text{و} \quad \lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$$

$$\alpha = \frac{e^3 NBL}{2\, \varepsilon_0\, e\, m^2\, \omega^2} \simeq 3 \text{ rd}$$

د - (١٧ - ٩) من الفقرة ٤ - ١٦ في الجزء ٥ : $p = \frac{\lambda}{2\, \Delta\lambda}$

وليكن $\bar{u} = 0{,}92 \sqrt{\frac{3RT}{M}}$ (الجزء ٢ ، الفقرة ١٢ — ٥) السرعة المتوسطة للغاز

نستنتج من $\frac{\bar{u}}{c}\, \lambda \simeq 2\Delta\lambda$ (الفقرة ١٣ — : ١ ب) $\bar{u} = \frac{c}{p}$

$$T = \frac{M}{3R}\, \frac{c^2}{(0{,}92\, p)^2} = 4{,}2.10^4 \text{ K}$$

هـ — (١٧ — ١٠) ١ً : $R = \frac{E + (L\pi\alpha^2/4)}{L\pi\alpha^2/4} = \frac{4E}{L\pi\alpha^2} + 1$

ومنه $\frac{E}{L} = \frac{\pi\alpha^2\,(R-1)}{4} = 3{,}0.10^{-3}$

٢ً . - من [١٧،٢] $2{,}12 + 14{,}3 = -2{,}5 \log E$ (E باللوكس)

ومنه $E = 2{,}7.10^{-7}$ Lx

$$L = 9{,}0.10^{-5} \text{ cd/m}^2$$

الفصل ١٨

أ - (١٨ — ٤) ١ً . — نعم: ان هذه المنابع هي مستقلة عن بعضها

بعضاً ، ويمكن بصورة خاصة ان نكتب : $t_1 = t_2 = ... = t_n = 0$

٢ . - ينتج من [١١،١٨] ان O' الذي يرى في اللحظة صفر البرق الصادر من O ، يرى البرق الصادر من z_1 في اللحظة :

$$t'_1 = \alpha \left(t_1 - \frac{v}{c^2} z_1 \right) = \frac{\alpha z_1}{c^2 u} (c^2 - u v)$$

والصادر من z_2 في اللحظة $2 t'_1$ ، الخ ...

اذا كان $u v = c^2$ ، فان جميع البروق ترى في لحظة واحدة من قبل O' ؛ واذا كان $u v < c^2$ فانه يراها كمراقب في O ، بتواتر مختلف ، واذا كان $u v > c^2$ ، فان البروق تكون قد شوهدت في الماضي ابتداء من الطرف الموجب لـ oz وينتهي تتابعها في اللحظة صفر .

ب - (١٨ - ٥) $t = 4/0,8 = 5$ (سنوات) ،

$$t' = t \sqrt{1 - (v^2/c^2)} = 3 \text{ (سنوات)}$$

ج - (١٨ - ٥) ان الحوادث التي يراها المراقب الساكن في آن واحد ($\Delta t = 0$) تبدو منفصلة بفاصل زمني قدره $\Delta t'$ يعطى بالعلاقة [١٨،١٨] اذا كان المراقب يتنقل في الاستقامة z . ولما كان $v \ll c$ ، فان

$$\Delta t' \simeq - \frac{v}{c} \cdot \frac{\Delta z}{c}$$

مع $\frac{v}{c} = 4,63.10^{-9}$ و $\frac{\Delta z}{c} = 8,76.10^{9}$

$$\Delta t' \simeq 40 \text{ ساعة}$$

د - (١٨ - ٥) ان الصيغة [١٨،٢٠] تكتب وفقاً للدلالات الرمزية لمنطوق المسألة :

$$v_2 = \frac{v_2 + w}{1 + (v_2 w/c^2)} = \frac{w - v_1}{1 - (u_1 w/c^2)}$$

ومنه

$$\frac{w}{c} = \frac{2 v_1}{1 + u_1^2/c^2} = 0{,}99995$$

هـ - (١٨ - ٦) اذا كانت ν قيمة التواتر على الارض ، و ν' التواتر الظاهري ، و v سرعة الابتعاد عن السديم . فانه ينتج من [١٨، ٢٥]

$$\nu' = \frac{\nu}{\sqrt{1 - \beta^2}} \left(1 - \frac{v}{c}\right)$$

ومنه ، اذا اهملنا β^2

$$v = c\,\frac{\nu - \nu'}{\nu} = \frac{20}{4340}\,c = 1380 \text{ Km/s } (> 0)$$

وان التقريب الذي عُمل جائز لأن $\beta^2 \simeq 2{,}1.10^{-5}$

و - (١٨ -٧) بدلاً من $\frac{y^2}{x} = \frac{1}{2}\frac{q\,l^2}{m_0}\frac{B^2}{E}$ نكتب A (الصيغة [١٧، ١٨] من الجزء ٦) فنكتب معادلة منحني طمسن

$$\frac{y^2}{x} = A\sqrt{1 - \beta^2} \quad \text{مع} \quad \beta = \frac{u}{c} \quad \text{و} \quad u = \frac{E}{B}\frac{y}{x}$$

نستنتج من ذلك

$$\frac{y^2}{A^2} = x^2 - \frac{1}{c^2}\frac{E^2}{B^2}\,y^2$$

وهي معادلة منحن من الدرجة الرابعة ، معادلة مستقيمة المماس له في المبدأ:

$$y = c\,\frac{B}{E}\,x \quad (\text{بدلاً من } y = 0)$$

ز - (١٨ - ٨) الطاقة التي تشعها الشمس في الدقيقة :

$$W/t = 2 \times 4{,}18 \times 4\,\pi \times (15)^2.10^{24} = 23{,}5.10^{27}\ \text{J/mn}$$

ومنها
$$x = \frac{W}{t\,c^2} = 26.10^{10}\ \text{Kg/mn}$$

ج - (١٨ - ٨) ينتج من [١٨، ٣٣] ، [١٨، ٣٤] ، [١٨، ٢٨]

$$\frac{W^2 - U^2}{c^2} = (m^2 - m_0^2)\,c^2 = m^2 c^2 \left[1 - \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\right] = m^2 v^2$$

ط - (١٨ - ١١) في الجملة S′ ، تكون مركبات الحقلين في P هي ،
وفقاً لـ : [١٨، ٤٥] و [١٨، ٤٦]

$$E'_y = E'_z = 0 \ ، \ E'_x = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\frac{q}{a^2}$$

$$B'_y = -\mu_0\,\varepsilon_0 \frac{v}{\sqrt{1-\beta^2}}\frac{q}{a^2} \quad ، \quad B'_x = B'_z = 0$$

$$\vec{F'} = q\,\vec{E'} + q\,(\vec{v} \wedge \vec{B'})$$

$$F'_x = F'_y = 0$$

$$F'_z = \frac{q^2}{a^2\sqrt{1-\beta^2}}\,(1 - \mu_0\,\varepsilon_0\,v^2) = F_z\sqrt{1-\beta^2}$$

الفصل ١٩

أ - (١٩ - ٢)

$$p = \frac{h}{\lambda} = 1{,}3.10^{-27}\ \text{Kg.m.s}^{-1} \ ، \ m = \frac{h}{\lambda c} = 4{,}4.10^{-36}\ \text{Kg}$$

$P_{H_2} = m\,v_m = 0{,}92\sqrt{3\,k\,T_m} = 5.10^{-24}\ \text{Kg.m.s}^{-1}$ في 300 °K

$$\lambda'' = \frac{h}{p_{II}} = 1{,}3\ \text{Å} \qquad \lambda' = \frac{h}{m_0 c} = 0{,}024\ \text{Å}$$

ب ـ (١٩ ـ ٢) نحسب v موجبة عندما تهرب المرآة امام الصدمة ؛ وليكن Δv تغيرها اثناء الصدمة . فمن :

$$\frac{h}{c}(\nu + \nu') = M \Delta v$$

و

$$h(\nu - \nu') = \frac{M}{2}[(v + \Delta v)^2 - v^2] \simeq Mv \Delta v$$

نستخرج : $\frac{\nu - \nu'}{\nu + \nu'} = \frac{v}{c}$ ومنه $\nu' \simeq \nu\left(1 - 2\frac{v}{c}\right)$

ج ـ (١٩ ـ ٣) فلتكن v و v' سرعتي الالكترون (ذي الكتلة m) قبل اصدار الفوتون ν وبعده :

$$\frac{1}{2} m (v - v'^2) = h\nu \quad \text{و} \quad m(v - v') = \frac{h\nu}{c}$$

يفترض ذلك ان $v + v' = 2c$ ، وذلك مستحيل .

د ـ (١٩ ـ ٣) تتغير v اثناء الاصدار بـ

$$\Delta v = \frac{h\nu}{Mc}$$

وتتغير الطاقة الحركية للمنبع بـ :

$$\Delta W_k \simeq M_v \Delta v = \frac{h\nu v}{c}$$

$$h\nu = h\nu' + \frac{h\nu v}{c} \quad \text{ومنه} \quad \nu' = \nu\left(1 - \frac{v}{c}\right)$$

هـ - (١٩ - ٣)

١ً . -
$$m = \frac{h}{c\,\lambda} = m_0$$

٢ً . - تعطي العلاقة [١٩، ١١] هنا

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\nu_0}{\nu} = 2 - \cos\varphi$$

$$W_k = h\,(\nu_0 - \nu) = h\,\nu_0\,\frac{1 - \cos\varphi}{2 - \cos\varphi}$$

يستنتج من [١٩، ٩] و [١٩، ١٠] (بفرض φ و Φ من اشـــارتين متعاكستين)

$$\left|\,\mathrm{tg}\,\Phi\,\right| = \left|\frac{\sin\varphi}{(\nu_0/\nu) - \cos\varphi}\right| = \left|\frac{1}{2\,\mathrm{tg}\,(\varphi/2)}\right|$$

و - (١٩ - ٥) لكي يكون هنالك ترابط ، ينبغي للارتياب Δx في وضع المرآتين ان يكون اصغر بكثير من طول الموجة λ . ومنه ارتياب في الدفع

$$\Delta\,p \simeq \frac{h}{\Delta x} \gg \frac{h}{\lambda}$$

هو كمية حركة الفوتون : وتلك تجربة غير ممكنة التحقيق .

الفصل ٢٠

أ - (٢٠ - ٥) ١ً
$$N = \frac{\mathcal{P}\lambda}{hc} = 3{,}2.10^{15}$$

[٢٢،٤]
$$\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{c}{\Delta\,\nu} = 3.15^5\ \mathrm{m}$$

٢ً . - الاصدارية الطاقية في وحدة فاصلة طول الموجة

[٤١،٥]
$$M_\lambda^* = \frac{\mathcal{P}}{\Sigma \Delta \lambda}$$

مع
$$\Sigma = \frac{\pi}{4} .10^{-6} \text{ m}^2$$

و
$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{c} \Delta \nu = 13{,}3.10^{-19} \text{ m}$$

ومنه وفقاً لـ [٤٧،٥]

$$L_\lambda^* = \frac{M_\lambda^*}{\pi} = 3.10^{21} \text{ W m}^{-3} \text{ sd}^{-1}$$

ومن
$$\exp\left(\frac{h c}{\lambda T}\right) - 1 = \frac{2 \lambda c^2 \lambda^{-5}}{L^*_\lambda}$$

يستنتج
$$T = 5{,}85.10^9 \text{ K}$$

ب - (٢٠ - ١٠) ١ً . - يستنتج من الصيغة [١٢،١٥] من الجزء٤

$$\rho = f \frac{1{,}22 \lambda}{D} = 8{,}5.10^{-4} \text{ cm}$$

٢ً . -

$$Q_1 = \frac{2}{3} \pi.10^{-6} \times 7{,}83 \,(1510 \times 0{,}11 + 10) \times 4{,}18 \simeq 1{,}2.10^{-2} \text{ J}$$

$$Q = 0{,}75 \times 0{,}3 \times 0{,}1 = 2{,}25.10^{-2} \text{ J}$$

تُخترق الصفيحة منذ اول صدمة .

ج - (٢٠ - ١١)

١ً . -
$$\alpha \simeq 1{,}22 \frac{\lambda}{D} = 2{,}83.10^{-4} \text{ rd}$$

$$L^* = \frac{4\mathfrak{T}}{\pi^2 D^2 \alpha^2} = 2{,}26.10^{14} \text{ W.m}^{-2} \text{ rd}^{-1}$$

٢ . —

$$W = \frac{\mathfrak{T}}{\pi r^2 c} = 1{,}33.10^4 \text{ W/m}^2 \quad \text{و} \quad r = f\alpha = 5{,}66 \ \mu \text{ m}$$

ومنه (الصيغة [١٧،٩] في الجزء الرابع

$$E = \sqrt{\frac{w}{\varepsilon_0}} = 3{,}9.10^7 \text{ V/m}$$

اللوحات



تفسير اشكال اللوحات[1] من ١ الى ١٠

اللوحة I

الشكل ٦ – ١ . – تأثير التباين المتواقت (بحجب الحلقة الصفراء أو الزرقاء التي تحيط بها ، يلاحظ أن الدوائر الحمراء من الشكل ٦ – ١ – أ متماثلة ، وكذلك الدوائر الخضراء من الشكل ٦ – ١ – ب) .

الشكل ٦ – ١١ . – مظهر الرقاع في الشكل ٦ – ١٠ ، المنظمة لاعطـــاء اللون الأبيض بالتركيب الجمعي من الأحمر والأخضر والأزرق – البنفسجي .

الشكل ٦ – ١٤ . – اعادة نشر لوحة من « أطلس الدكتور بولاك D. Polack لفحص رؤية الألوان » فالدلتونيون من نموذج دالتون لايميزون سوى الحرف D ، والذين من زمرة ناجل Nagel لا يميزون سوى الحرف N .

اللوحة II

الشكل ٦ – ٢٢ . – ان الانتـــاج الملون للشكل ١٧ – ٥ يحصل عليه بتنضيد تحبيرات من لون ماجنتا Magentas (أ) واصفر (ب) و Cyan (ج) .

والشكل ٦ – ٢٢ (د) ينتج من تنضيد (أ) و (ب) ؛ و ٦ – ٢٢ (ﻫ) ينتج من تنضيد (ب) و (ج) .

الشكل ١٧ – ٥ . – الطيف الشمسي ، خطوط فراونهوفر Fraunhofer .

اللوحة III

الشكل ١٠ – ١١ . – صورة شمسية من خلال ضبابة خفيفة .

أ) ضوء مرئي ، ب) ضوء تحت الاحمر .

اللوحة IV

الشكل ١٠ – ١٣ . – طيف الزئبق (P) الملاحظ :

a) مباشرة ، *b*) بالانتثار في الهواء (مدة العرض مزيدة جداً) .

---

(١) الحرفان (N) او (P) يشيران بالترتيب الى روسم سالب او موجب .

الشكل ١٠ – ١٤ . – مقارنة الشدات المنتثرة في H_2 ، في الهواء وفي CO_2 .
الشكل ١١ – ٢٧ أ – مثال للخطوط المتساوية الميل .
الشكل ١١ – ٢٧ ب – مثال للخطوط المتساوية الميل .
الشكل ١٢ – ١٨ . – شكل التداخل للكوارتز (صفيحة مستوية متوازية ناظمية على المحور الضوئي في الضوء المتقارب) بين نيكولين متصالبين .

اللوحة V

الشكل ١٣ – ٤ . – طيف الهدروجين (انفراغ مكثفة (N) .
الشكل ١٣ – ٥ . – طيف الهدروجين (تهيج معتدل) (N) .
الشكل ١٣ – ٦ . – طيف الآزوت (تهيج معتدل) (N) .
الشكل ١٣ – ٧ . – طيف الازوت (تهيج شديد) (N) .
الشكل ١٣ – ٨ . – طيوف المغنزيوم (N) .
أ) قوس بين مسريين من المعدن ، ب) شرارات بين مسريين من المعدن ، ج) شريط من المعدن في لهب .
الشكل ١٣ – ١٠ . – طيف امتصاص NO_2 (N) .
الشكل ١٣ – ١٨ . – ايضاح مفعول زيمن دون مقياس للطيف (P) .
الشكل ١٣ – ٢٤ . – تحليل الخط H_α للهدروجين بفعل ستارك (N) .
الشكل ١٤ – ٣ . – طيف الاصدار للهدروجين (H_α) وللديتوريوم (D) .

اللوحة VI

الشكل ١١ – ١٨ . – تلونية بلورة من ملح الاوروبيوم (N) .
الشكل ١٤ – ٤ . – طيف اصدار الصوديوم : السلسلة الاصلية المسيطرة (N) .
الشكل ١٤ – ٥ . – طيف أصدار الصوديوم ؛ سلسلة ضيقة = S ، سلسلة منتشرة = d (N) .
الشكل ١٤ – ٦ . – طيف امتصاص الصوديوم (N) .
الشكل ١٤ – ٨ . – طيف اصدار الزئبق في المرئي وما فوق البنفسجي (N) .
الشكل ١٦ – ١٢ . – طيف الامتصاص لكلور الأوروبيوم (P) .

اللوحة VII

الشكل ١٤ – ٢٩ . – مزدوجات من السلسلة الضيقة (S) ومن السلسلة المنتثرة (d) للبوتاسيوم (N) .

الشكل ١٤ — ٣٠ . — بعـــد المزدوجات عن الخط الاول من السلسلة الاساسية للقلويات (P) .

الشكل ١٤ — ٣٨ . — ثلاثية من السلاســـل الضيقة (S) والمنتثرة (d) من التوتياء (N) .

الشكل ١٤ — ٥٢ . — بنية مفرطة الدقة للخط 2537 Å للزئبق (حلقات فابري وبيرو) .

أ) مجموعة المركبات (الحروف المقابلة للقي في الشكل ١٤ — ٥٤)

ب) بعد عزل احدى المركبات .

الشكل ١٤ — ٦٢ . — البحث عن الكادميوم في نموذج من التوتيـــاء بطيف الاصدار (P) .

1, 2, 3 = خطوط الكادميوم .

اللوحة VIII

الشكل ١٤ — ٥٨ . — الانقطاع K لامتصاص النحاس (N) ؛ يدل عليه السهم .

الشكل ١٤ — ٦٠ . — الطيف X للتنغستين (N) .

الشكل ١٥ — ٣ . — طيف رامان لـ CCl_4 (N) .

الشكل ١٥ — ٦ . — طيف رامان HCl (الخط المثير هو 2536 Å ، خط رامان مشار اليه بالحرف R ، خطوط الدوران مشار اليها بخطوط قائمة (N) .

الشكل ١٥ — ١٠ . — طيف الامتصاص لجزيء اليود I_2 .

الشكل ١٥ — ٢٥ . — طيف الامتصاص الالكتروني للجزيء CO (N) .

اللوحة IX

الشكل ١٥ — ٧ . — طيف الاصدار لـ CN في البنفسجي وما فوق البنفسجي القريب (قدرة الفصل تزداد من a الى c (N) .

الشكل ١٥ — ١٦ . — طيف رامان لدوران الجزيء O_2 (N) .

الشكل ١٦ — ٢ — ٠ (N) .

أ) طيف الدوران النقي لـ C_6H_6 الغازي ،

ب) طيف السائل ،

ج) طيف البلورة .

الشكل ١٦ — ١٩ . — طيف اثارة البنزين

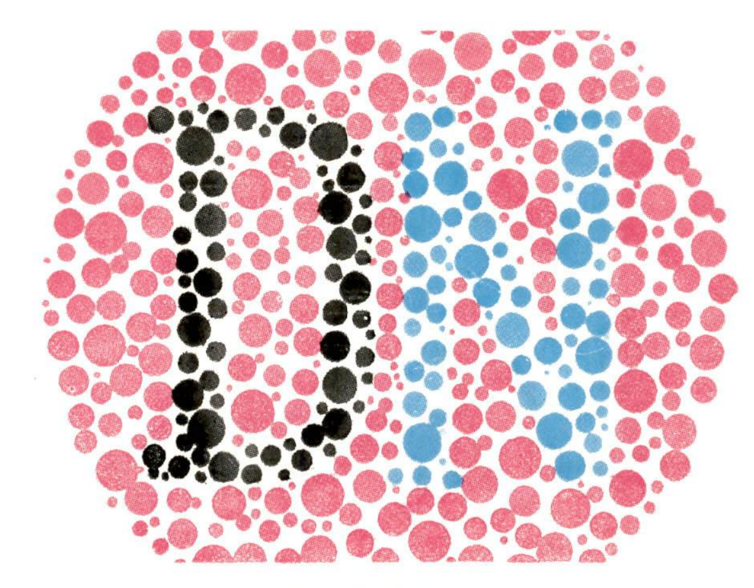
ب) بخار ،
ج) جامد في الدرجة 0°C ،
د) جامد في الدرجة 180 °C - مهيج بالضوء α) لقوس الزئبق (N) .

اللوحة X

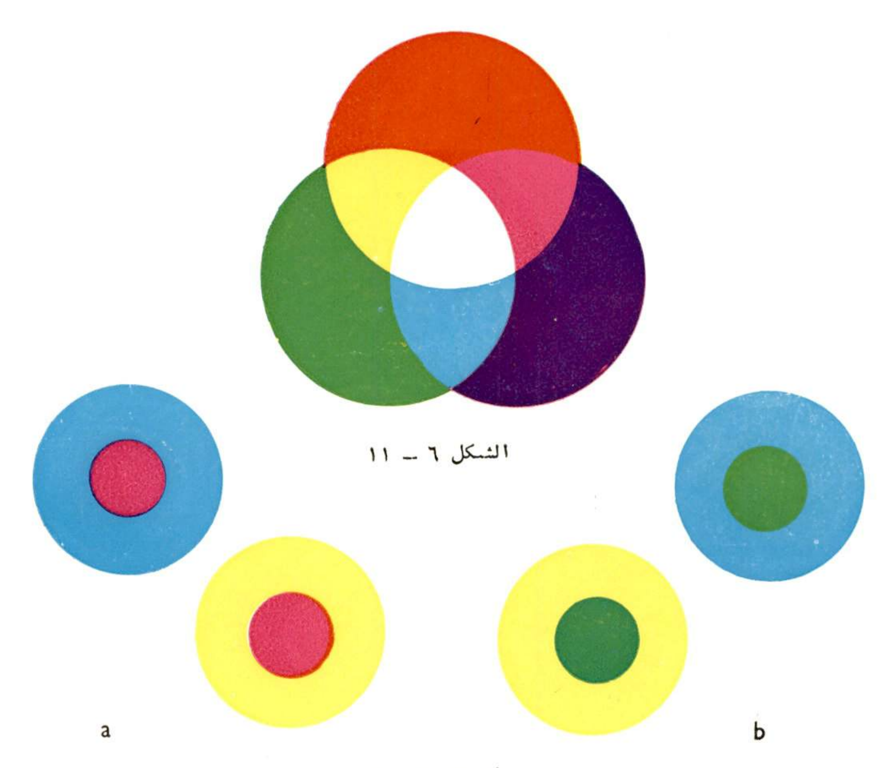
الشكل ١٦ – ١١ . – طيف رامان لبلورة من الكلسيت (N) .
الشكل ١٦ – ٥ . – طيف امتصاص بخار الربيديوم الممزوج بالارغون الغازي بضغط متزايد من 1 الى 1000 Kg/cm² (P) .
الشكل ١٧ – ٤ . – الطيوف الشمسية التي يحصل عليها في ارتفاعات مختلفة (N)
الشكل ١٧ – ٨ . – النماذج الهامة للطيوف النجمية (N) .
الشكل ١٧ – ١٠ . – السديم الحلقي للنسر الواقع (P) .
الشكل ١٧ – ١١ . – طيف السديم الحلقي للنسر الواقع (كاشف للطيف ذو شق واسع (N) .
الشكل ١٧ – ١٢ . – طيفا الضوءين الواردين من الطرفين الشرقي والغربي للشمس.

oooo○oooo

اللوحة I



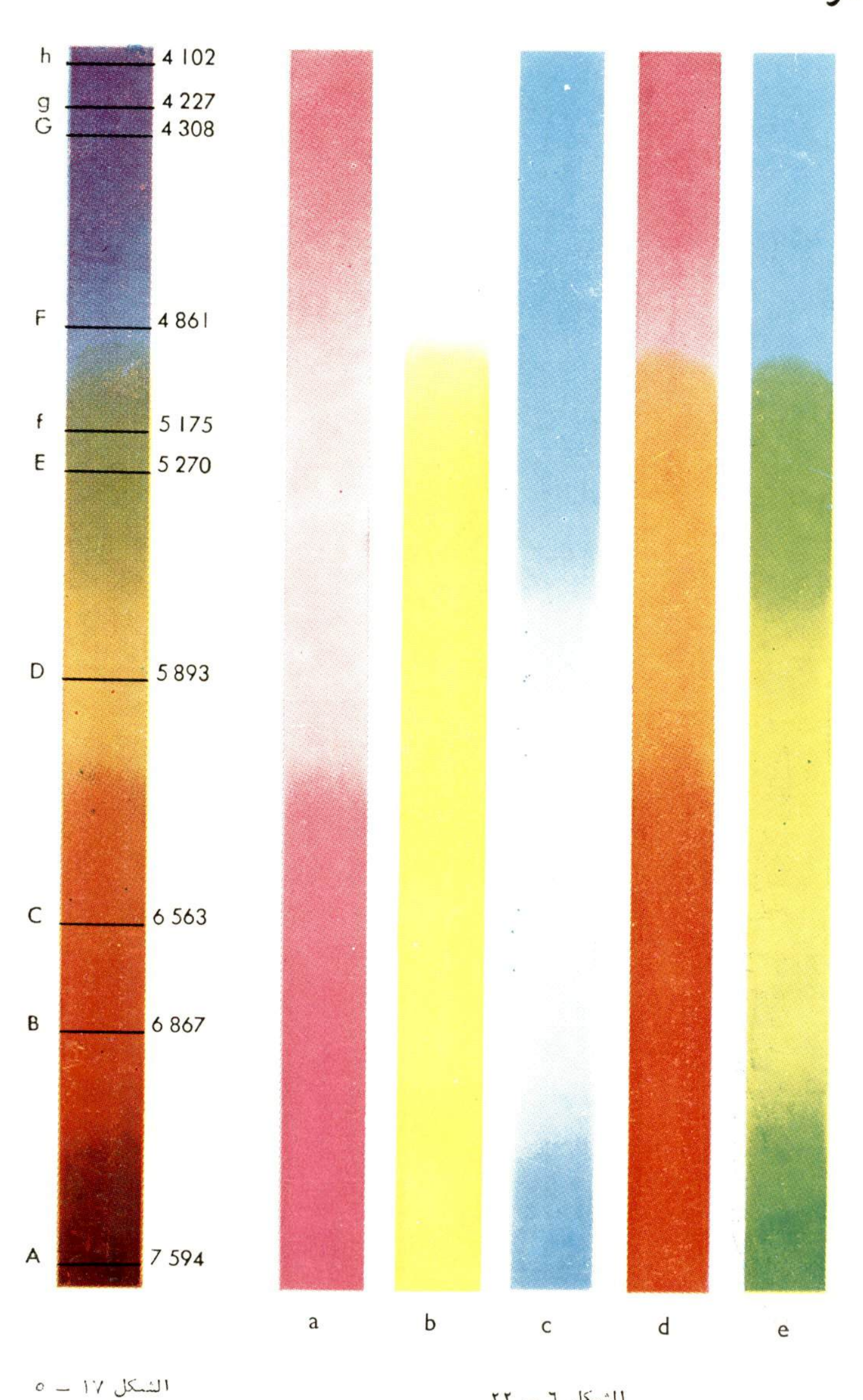
الشكل ٦ ــ ١٤



الشكل ٦ ــ ١١

الشكل ٦ ــ ١

اللوحة II



الشكل ١٧ ــ ٥

الشكل ٦ ــ ٢٢

اللوحة III



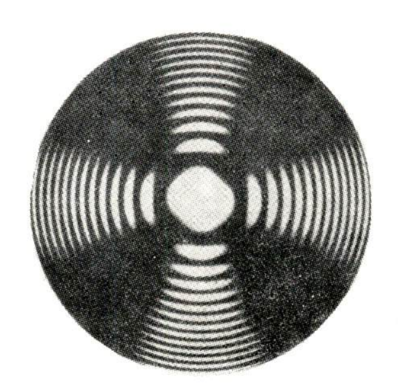
الشكل ١٠ ـ ١١ آ



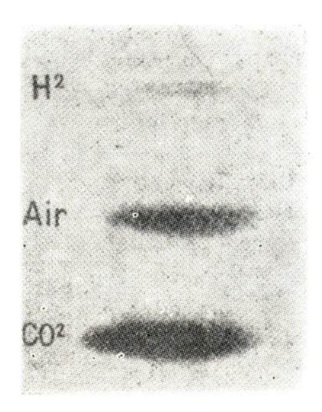
الشكل ١٠ ـ ١١ ب

اللوحة IV

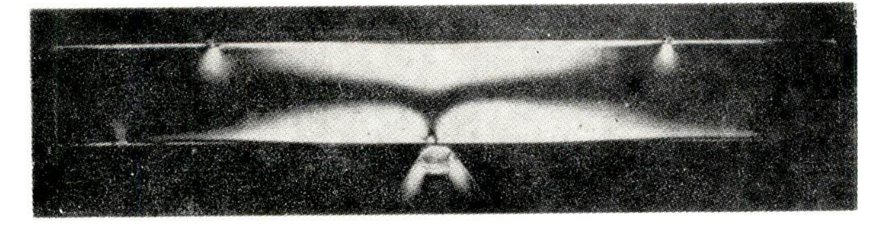
الشكل ١٠ ـ ١٣



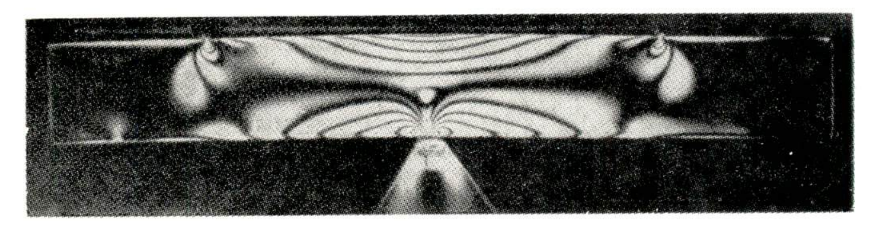
الشكل ١٢ ـ ١٨



الشكل ١٠ ـ ١٤

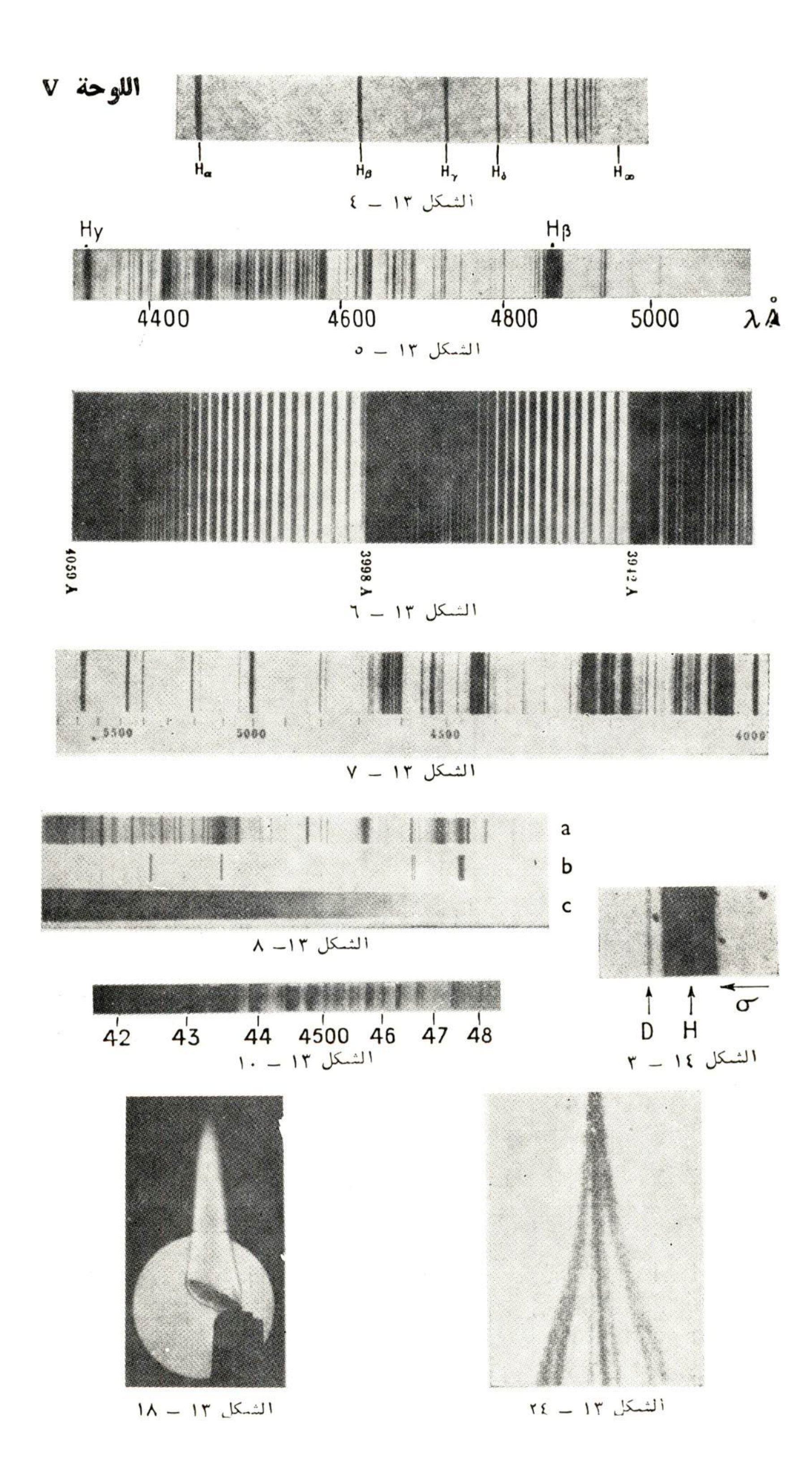


الشكل ١١ ـ ٢٧ آ



الشكل ١١ ـ ٢٧ ب

اللوحة ٧



ألشكل ١٣ ـ ٤

الشكل ١٣ ـ ٥

الشكل ١٣ ـ ٦

الشكل ١٣ ـ ٧

الشكل ١٣ـ ٨

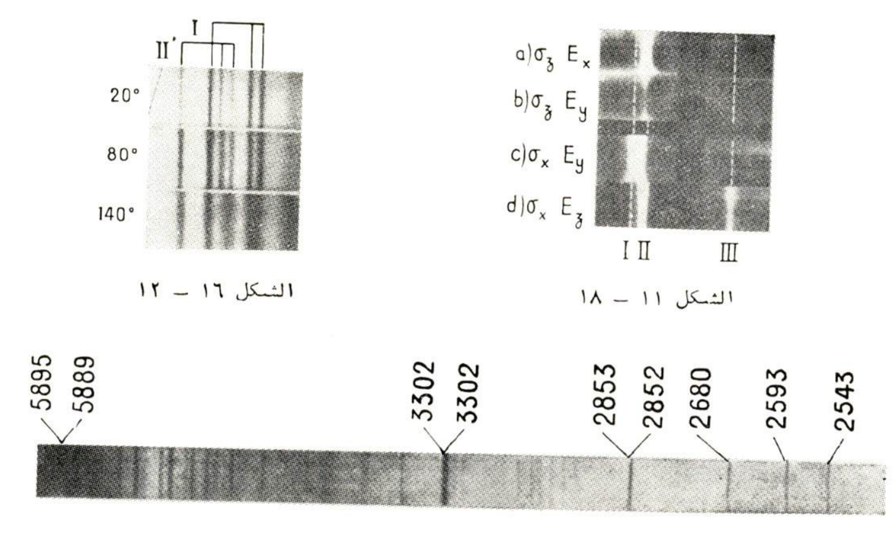
الشكل ١٣ ـ ١٠

الشكل ١٤ ـ ٣

الشكل ١٣ ـ ١٨

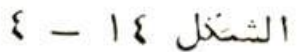
ألشكل ١٣ ـ ٢٤

اللوحة VI

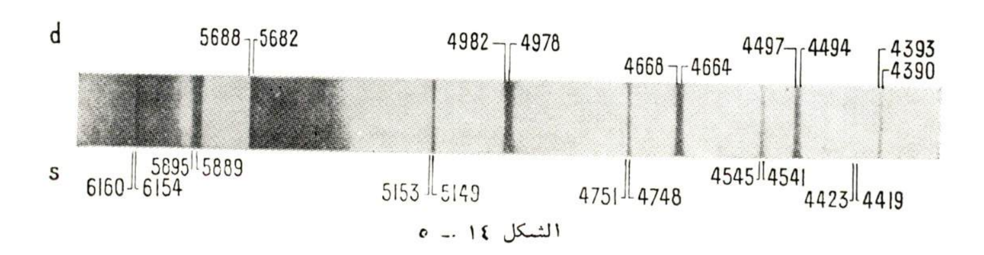


الشكل ١٦ — ١٢

الشكل ١١ — ١٨



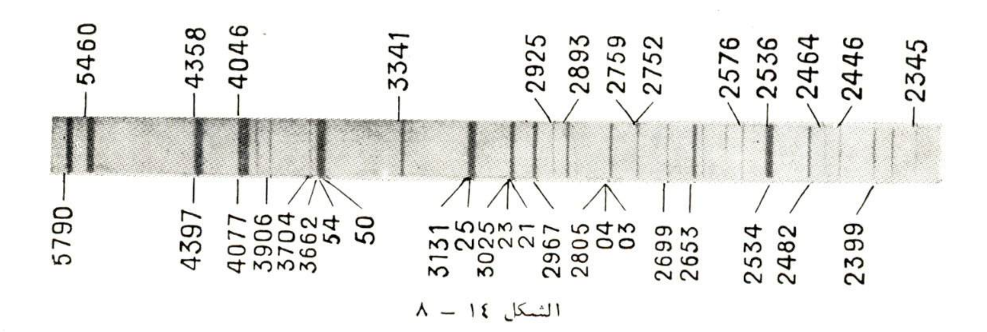
الشكل ١٤ — ٤



الشكل ١٤ — ٥

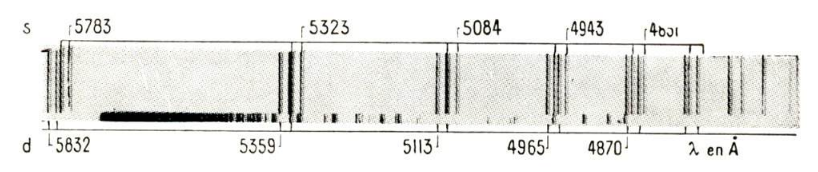


الشكل ١٤ — ٦

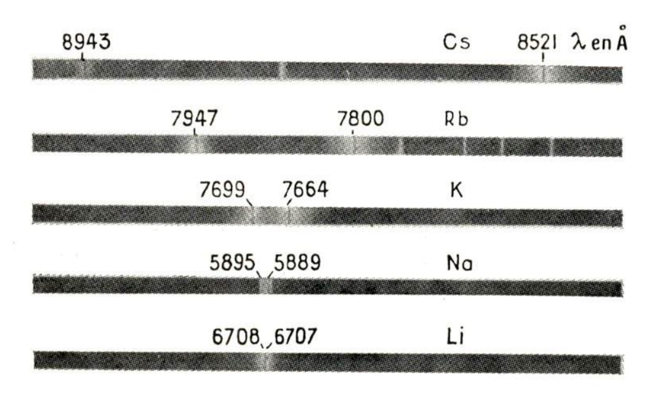


الشكل ١٤ — ٨

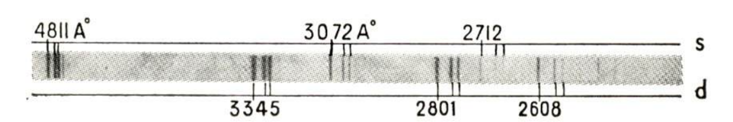
اللوحة VII



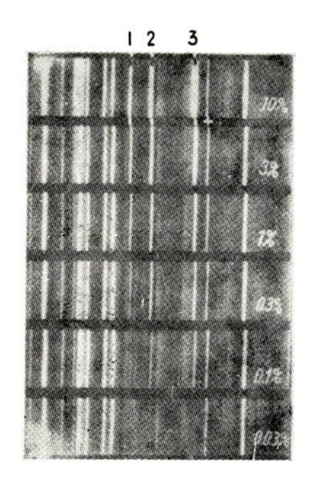
الشكل ١٤ ــ ٢٩



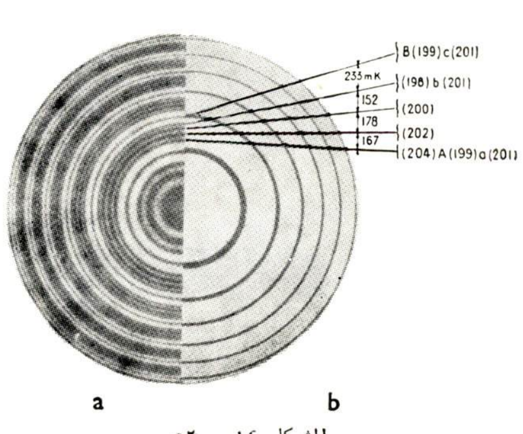
الشكل ١٤ ــ ٣٠



الشكل ١٤ ــ ٣٨

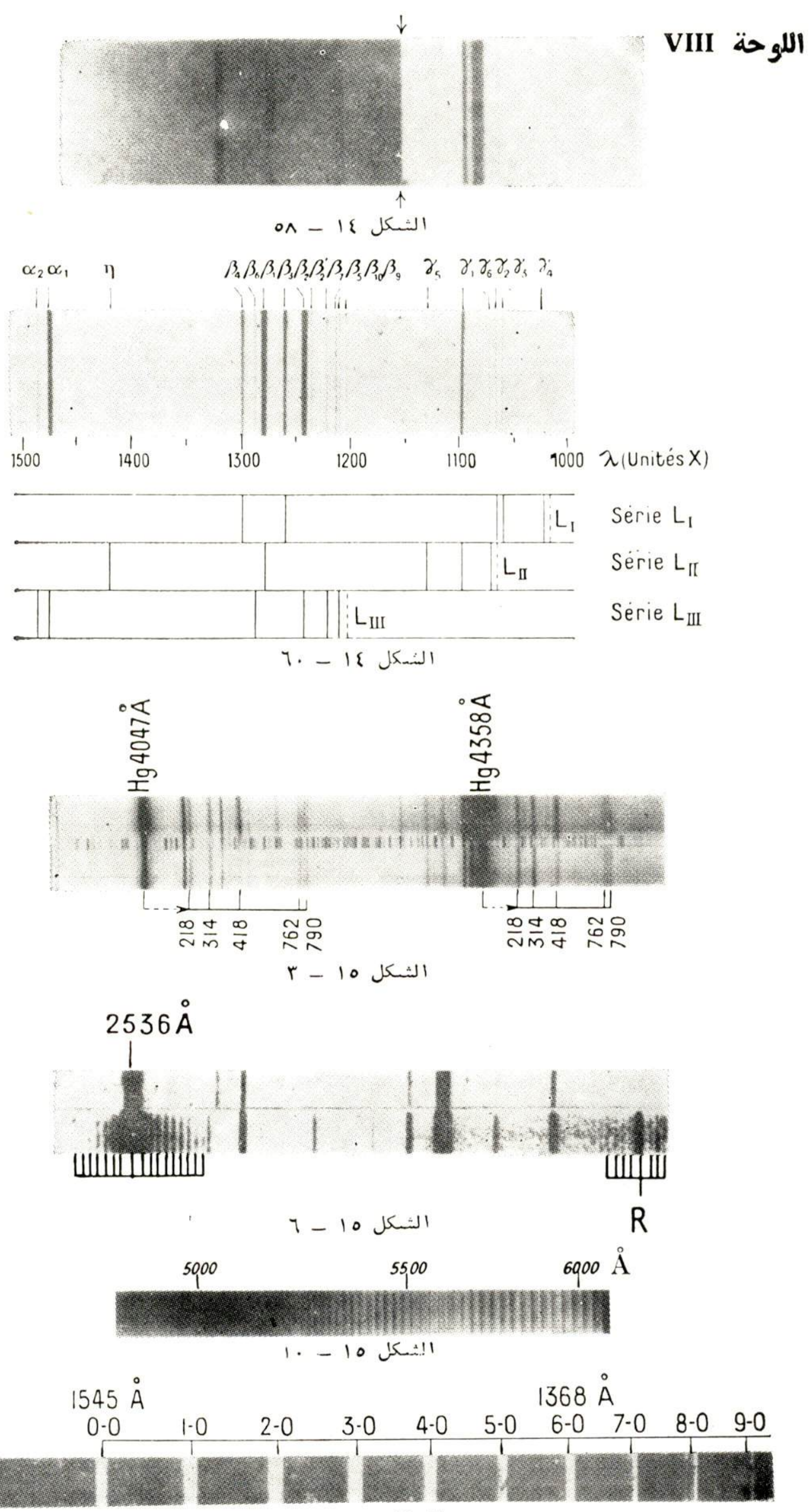


الشكل ١٤ ــ ٦٢



الشكل ١٤ ــ ٥٢

اللوحة VIII



الشكل ١٤ ــ ٥٨

الشكل ١٤ ــ ٦٠

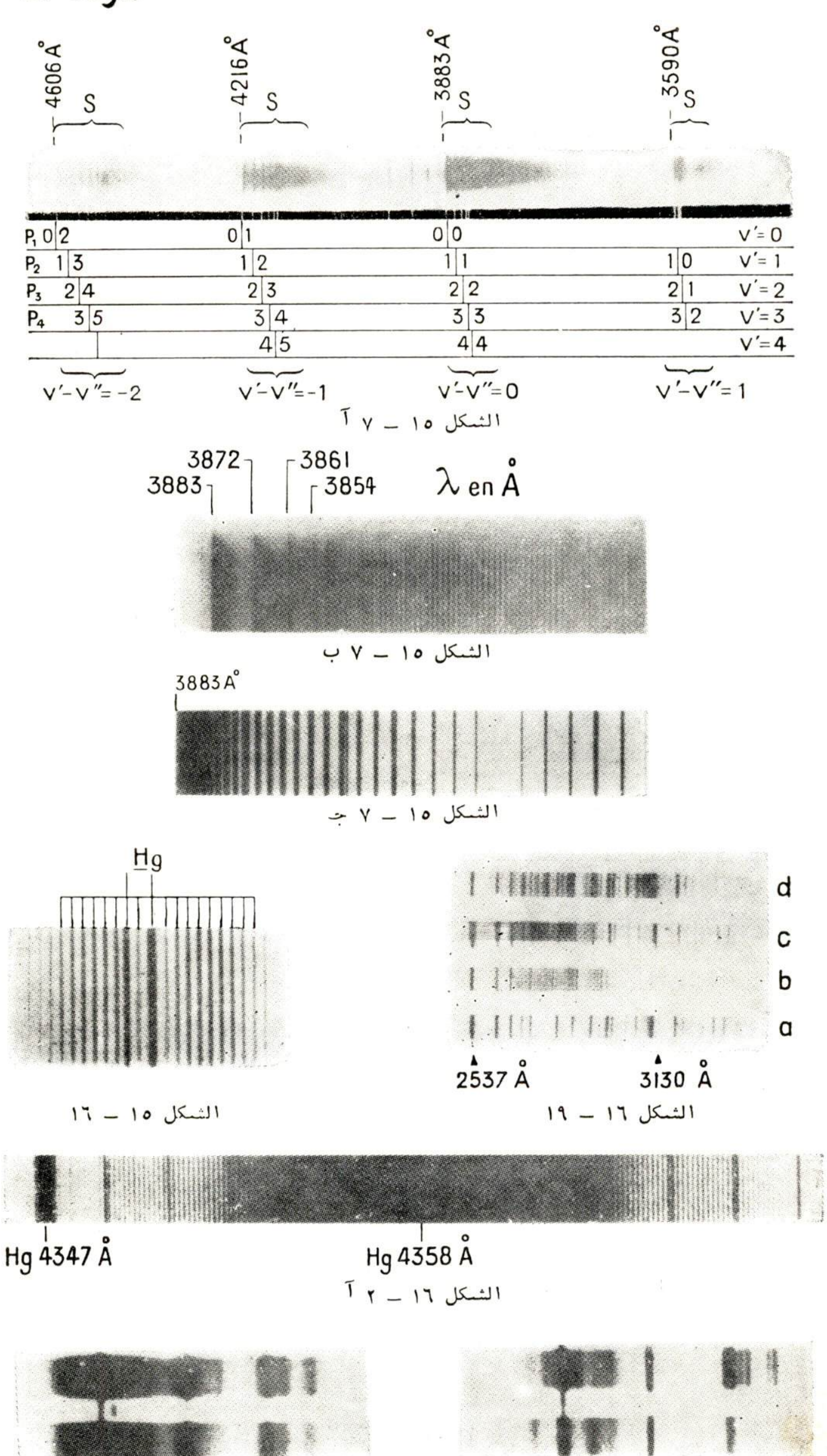
الشكل ١٥ ــ ٣

الشكل ١٥ ــ ٦

الشكل ١٥ ــ ١٠

الشكل ١٥ ــ ٢٥

اللوحة IX



الشكل ١٥ ــ ٧ آ

الشكل ١٥ ــ ٧ ب

الشكل ١٥ ــ ٧ جـ

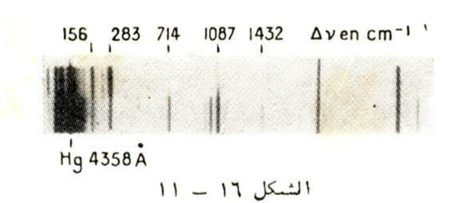
الشكل ١٥ ــ ١٦

الشكل ١٦ ــ ١٩

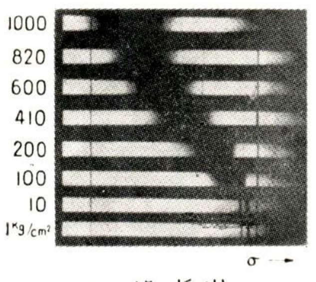
الشكل ١٦ ــ ٢ آ

الشكل ١٦ ــ ٢ ب

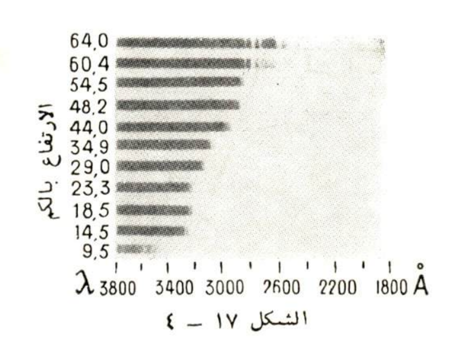
اللوحة X



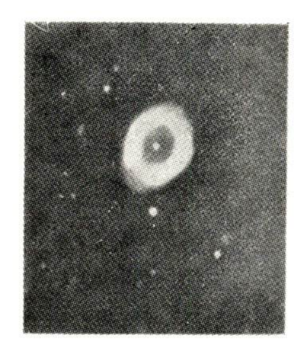
الشكل ١٦ ــ ١١



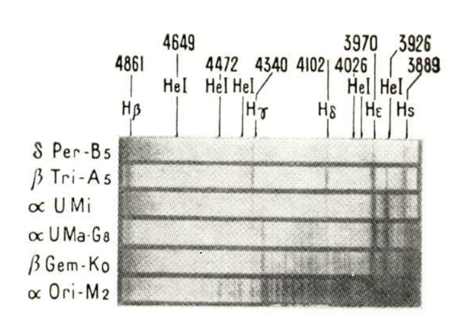
الشكل ١٦ ــ ٥



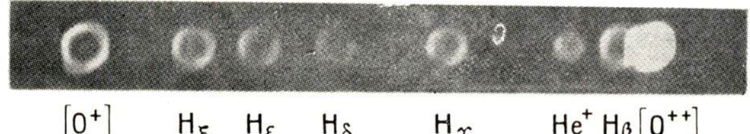
الشكل ١٧ ــ ٤



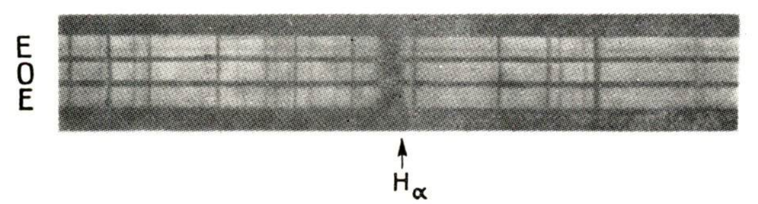
الشكل ١٧ ــ ١٠



الشكل ١٧ ــ ٨



الشكل ١٧ ــ ١١



الشكل ١٧ ــ ١٢

المصطلحات العلمية

ملاحظة : تشير الارقام الي الفصول والفقرات لمراجعتها . أما فيمايتعلق بجميع الاجهزة أو التجارب أو القوانين أو الدعاوي ، المعروفة باسم عـــالم فيبحث عن اسم هذ العالم . مثلاً : فيزو (تجربة) .

— A —

ABBE (Réfractomètre d')	3-6	آبه (مقياس الانكسار لـ)
Aberration des étoiles	2-3, 2-11, 18-6	زيغ النجوم
ABRAHAM et LEMOINE (Expérience de)	11-16	ابراهام ولوموان (تجربة)
Absorption	1-4, 15-12	امتصاص
— apparente	10-6	– ظاهري
— Atmospherique	17-3	– جو
— dipolaire électrique	4-15	– ثنائي الاقطاب الكهربائي
— dipolaire magnétique	4-15	– – – المغناطيسي
Activateurs	16-7	منشطات
Activité optique	12-1	فعالية ضوئية
AIRY (Expérience d')	2-11	ايري (تجربة)
— (Tache d')	4-4	– (بقعة)
AMICI (prisme d')	4-6	اميسي (موشور)
Analyse spectrale qualitative,		تحليل طيفي نوعي (كيفي)
— — quantitative	14-23	– – كمي
Analyseur circulaire	7-5	محلل دائري

— I —

— S —

* * *

مصطلحات الكتاب العلمية

مرتبة حسب أحرف الهجاء العربية في اليمين
ومقابلها بالفرنسية في اليسار
وبالانكليزية في الوسط

– أ –

Français	English	العربية
Ether	Ether	أثير
Corps orthotropes	Orthotropic bodies	أجسام موحدة اللمعان
Probabilité	Probability	احتمال
Parallaxe	Parallax	– اختلاف المنظر (انطباق المواضع الظاهري)
Indicatrices de diffusion	Indicators of diffusion	أدلة الانتشار
Durée de vie moyenne	Duration of mean life	الأجل المتوسط
Spin de l'électron	Spin of electron	اسبين الالكترون
Extrapolation	Extrapolation	استقراء خارجي (تبسُّط)
Interpolation	Interpolation	استقراء داخلي (تحشية)
Polarisation	Polarization	استقطاب
Polarisabilité	Polarizability	استقطابية
Eclairement	Illumination	استنارة
Trempe	Tempering	إسقاء
Signal électromagnétique	Electromagnetic signal	إشارة كهرطيسية
Fantomes	Phantoms, ghosts	أشباح

Rayonnement Calorific	Calorific radiation	إشعاع حراري
— purement thermique	Purely » »	إشعاع حراري محض
Rayons restants	Residual rays	أشعة باقية (متخلفة)
— X	X rays	أشعة سينية
Rayons cosmiques	Cosmic rays	أشعة كونية
Emission stimulé	Stimulous Emission	إصدار مثار
Emittance	Emittance	الإصدارية
Collision	Collision	اصطدام
Turbulence atmosphérique	Atmospheric turbulence	اضطرابات جوية
Atlas de Couleurs	Atlas of colours	أطلس الألوان
Exciton	Exciton	إكسيتون
Electron de valence	Valence electron	الكترون تكافئي
— Optique	Optical electron	الكترون ضوئي
— Volt	Electron-Volt	الكترون ـ فولت
Couleurs principales	Principal colours	ألوان أصلية
Polaroïdes	Polaroids	ألواح مقطبة (بولاريد)
Pile de glace	Pile of glass plates	ألواح منضدة
Etendue de faisceau	Etension of beam	امتداد الحزمة
Adsorption	Adsorption	امتزاز
Absorption	Absorption	امتصاص
— atmospherique	Atmospheric —	— جوي
— apparent	Apparent —	— ظاهري
Diffusion	Diffusion	انتشار

French	English	Arabic
Deviation	Deviation	انحراف
Dégénérescence	Degenerescence	انحلال
Semi conducteurs	Semi-conductors	أنصاف النواقل
Extinction	Extinction	انطفاء
Réflexion	Reflection	انعكاس
— selective	Selective —	– اصطفائي
— vitreuse	Vitrous —	– زجاجي
— totale	Total —	– كلي
— métallique	Metallic —	– معدني
Diathermie	Diathermy	إنفاذ حراري
Clivage	Cleavage	انفصام (تصفح)
Désactivation	Disactivation	انقاص (تخفيض) النشاط
Discontinuités	Discontinuities	انقطاعات
Renversement des raies	Reversibility of lines	انقلاب الخطوط
Biréfringence	Birefringence Double refraction	انكسار مضاعف
— artificielle	Artificial —	– – صنعي
— circulaire	Circular —	– – دائري
— par compression	— By compression	– – بالضغط
— elliptique	Elliptic —	– – إهليجي
— par étirement	— by stretching	– – بالشد
— par orientation	— by orientation	– – بالتوجيه
Vibration fondamentale	Fundamental vibration	اهتزازة أساسية

— principale	— Principal	— أصلية
— amortie	— Damped	— متخامدة
Franges de superposition	Fringes of superposition	اهداب الانضمام
Ellipsoide	Ellipsoid	إهليلج مجسم
Milieux condensés	Condensed media	أوساط مكثفة

— ب —

Optique non linéaire	non linear optics	بصريات غير خطية
Cristal tournant	turning Cristal	بلورة دوارة
Cristal courbé	Curved crisal	بلورة منحنية
structure hyperfine	Hyperfine structure	بنية مفرطة الدقة
— stratifiée	—	بنية منضدة

— ت —

Fonction de position	Function of position	تابع الموقع
Notation	Notation	تأشير أو ترقيم
Contraste simultané	Simultaneous contraste	تباين متزامن
Dispersion	Dispersion	تبدد
— rotatoire	Rotatory —	— دوراني
Complémentarité	Complementarity	تتام
Resonnance	Resonance	تجاوب
Associations moléculoires	Molecular associations	تجمعات جزيئية
Induction	Induction	تحريض
Analyse spectral	Spectral analysis	تحليل طيفي

Recuit	Aunealing	تحمية
Transformation cinématique	Cinematic transformation	تحويلة حركية
Amortissement	Damping	تخامد
Photosynthèse	Photosynthesis	تخليق ضوئي
Gradation de la lumière	Gradation of light	تدرُّج الضوء
Flux	Flux	تدفق
Cohérence spatiale	spatial coherence	ترابط مكاني
— temporelle	Temporal —	– زماني
Fluctuations	Fluctuations	تراوحات
Composition des vitesses	Composition of velocities	تركيب السرعات
Montage de	Mounting	تركيبة
Simultanéité	Simultaneity	تزامن
Couplage	Coupling	تزاوج
Classification stellaire	Stellar classification	تصنيف النجوم
Séquences	Sequences	تعاقبات
Multiplication de raies	Multiplication of lines	تعدد الخطوط
Trivariance visuelle	Visual trivariance	التغير الثلاثي البصري
Phosphorescence	Phosphorescence	تفصفر
Fluorescence	Fluorescence	تفلور
Réciprocité	Reciprocity	تقابل
Correspondance (principe de)	Correspondance	التقابل (مبدأ)

Contraction	Contraction	تقلص
précession	Precession	تقهقر (مبادرة)
Principe d'equivalence	Equivalence principle	التكافؤ (مبدأ)
Quantification dans l'espac	Quantification in space	تكميم في الفراغ
Modulation	Modulation	تكييف
Luminescence	Luminescence	تلألؤ
Trichroisme	Trichroism	تلون ثلاثي
Dichroisme	Dichroism	– ثنائي
Pléochroisme	Pleochroism	– متعدد
Symetrie	Symetry	تناظر
Excitation par chocs	Excitation by choc	تهييج بالصدم
Satellites de Jupiter	Satellites of Jupiter	توابع المشترى
Fréquence	Frequency	تواتر
Synchronisation	Synchronisation	تواقت
Tension	Tension	توتر
Incadescence	Incadescence	توهج

– ث –

Diatomique	Diatomic	ثنائي الذرة
Dipolaire, Dipôle	Dipole	ثنائي الأقطاب (ذو القطبين)
Doublets	Doublets	ثنائيات
Triplet	Triplet	ثلاثية الخطوط

Tirode	Triod	ثلاثي المساري

- ج -

Doses erythemales	Erythermal doses	جرعات حُمامية (طفحية)
Macromolécule	Macromolecule	جزيء جهري
Molaire	Molar	جزيئي
Systéme de bandes	Band's system	جملة عصائب
Atmospherique	Atmospheric	جوي

- ح -

Chromophore	Chromophor	حامل اللون
Ecran	Screen	حائل
Etat condensé	Condensed state	حالة مكثفة
— stationnaire	Stationary state	— مستقرة
Terme spectral	Spectral term	حد طيفي
Thermique	Thermic	حراري
Sensibilité spectrale	Spectral sensibility	حساسية طيفية
Constringence	Constringence	الحصر
Champs	Field	حقل

- خ -

Raie d'absorption	Line of absorption	خط الامتصاص
Raies Chromosphérique	Chromospherical lines	خطوط كرة اللون
— telluriques	Telluric lines	— أرضية
Fond	background	خلفية

Cellule photoélectrique	Photoelectric cell	خلية كهرضوئية
— photoémissive	Photoemissive cell	— ضوئية إصدارية
Maille	Mesh	خيطة

— د —

Circulaire	Circular	دائري
Degré de polarisation	Degree of polarization	درجة الاستقطاب
Theorème	Theorem	دعوى
Daltonisme	Daltonism	دلتونية
Guide d'onde	Wave guide	دليل الموجة
Indicatrice de diffusion	Indicator of difusion	دليل الانتشار
Rotation pure	pure rotation	دوران صرف
Rotatoire	Rotatory	دوراني

— ذ —

Atome	Atom	ذرة

— ر —

Tête photométrique	Photometric head	رأس مقياس الضوء
Racémique	Racemic	راسمية (معتدلة ضوئياً)
Liaisons par l'hydrogène	Linking by hydrogen	الربط بالهدروجين
Papillotement (Méthode de)	Method of flickering	الرجفان (طريقة)
Numéro atomique	Atomic number	الرقم الذري
Photopiles	Photopile	ركام ضوئي

Roentgen	Roentgen	رنتغن
Vision diurne	Diurnal vision	رؤية نهارية
— scotopique	Scotopic	— ليلية

— ز —

Vitreuse (réflextion)	Vitrous Reflection	زجاجي (انعكاس)
Temp de relaxation	Time of relaxation	زمن الارتخاء
Dépolarisation	Dipolarization	زوال الاستقطاب
Aberration	Aberration	زيغ

— س —

Nébuleuse	Nebula	سدم
Vitesse de phase	Phase velocity	سرعة الطور
Vitesse radiale	Radial velocity	السرعةالشعاعية(القطرية)
Vitesse de groupe	Group velocity	سرعة المجموعة
Célérité de la lumière	Velocity of light	سرعة الضوء
Surface d'onde de quartz	Wave surface of quartz	سطح موجة الكوارتز
Eclat stellaire	Stellar glare	سطوع نجمي
(Degré) saccharimétrique	Saccharimetric Degree	سكرية (درجة)
Serie de Balmer	Balmer's series	سلسلة بلمر
(Réseau) échelette	Echelet (grating)	سلمية (شبكة)
Permitivité	Permitivity	سماحية
Année-lumière	Light year	سنة ضوئية
Niveux d'energie	Energy levels	سويات الطاقة

- ش -

(Dispersion) anormale	Anomalous dispersion	شاذ (تبدد)
Réseau de diffraction	Diffraction grating	شبكة الانعراج
— échelette	Echelet —	— سلمية
— à échelons	Echelon —	— درجية
— tangent	Tangent	— مماسية
Charge électrique	Electric charge	شحنة كهربائية
Intensité lumineuse	Luminous intensity	شدة ضوئية
Etincelle	Spark	شرارة
(Lumière) solaire	Solar light	شمسي (ضوء)
Radiations infrarouges	Infrared radiations	شعاعات تحت الحمراء
— ultraviolettes	Ultraviolet —	— فوق البنفسجية
Etoiles filantes	Shooting stars	شهب

- ص، ض، ط، ظ -

Chocs désactivants		صدمات مزيلة للنشاط
Lame ¼ d'onde	¼ Wave plate	صفيحة ربع موجية
Formules de dispersion	Dispersion formulae	صيغ التبدد
Pression de radiation	Radiation pressure	ضغط الشعاعة
Antipodes optiques (invevses)	Optical antipodes	الضدان الضوئيان
Lumière zodicale	Zodiacal light	ضوء بروجي
Lumière hétérochromes	Heterochromous light	ضوء مختلف الألوان

Lumière crépusculaire	Crepuscular light	ضوء غسقي
Ciel nocturne	Nocturnal light	ضياء السماء الليلي
Energie potentielle	Potential energy	طاقة كامنة
Chemin optique	Optical path	طريق (مسار) ضوئي
Energie cinétique	Kinetic energy	طاقة حركية
Couches électroniques	Electronic layers	طبقات الكترونية
Méthode d'isolement foeal	Focal isolation	طريقة العزل المحرقي
Phase	Phase	طور
Spectre	Spectrum	طيف
Virtuel	Virtual	ظاهري
Ombre	Shadow	ظل

– ع - غ –

Facteur	Factor	عامل
Opacité	Opacity	عتمة
Nombre d'ondes	Waves number	عدد الموجات
Multiplets	Multiplets	عديدات الخطوط
Largeur des raies spectrales	Width of Spectral rays	عرض الخطوط الطيفية
Moment cinétique	Kinetic moment	عزم حركي
Bande d'absorption	Absorption band	عصابة امتصاص
Relation d'incertitude	Relation of uncortainity	علاقة الارتياب
Oeil	Eye	عين
Immersion homogènc	Homogenous immersion	غمس متجانس

— ف —

Intervalle	Interval	فاصلة
Aurore polaire	Aurora borealis	فجر قطبي
Spatial	Spatial	فراغي
Branche acoustique	Acoustic branche	فرع صوتي
Phosphorescence	Phosphoresc ence	فصفرة
Espace	Space	فضاء
Optiquement actif	Optically active	فعال ضوئياً
Activité optique	Optical activily	فعالية ضوئية
Action	Action	فعل
Effet d'ecran	Screen effect	فعل الحاجز
— photoélectrique	Phtoelectric effect	فعل كهرضوئي
Fluorescence	Fluorescence	فلورة

— ق —

Coeur de l'atome	Heart of atom	قلب الذرة
Train d'ondes	Train of waves	قطار موجات
Règles de selection	Selection rules	قواعد الاصطفاء

— ك —

Polariscope	Polariscop	كاشف الاستقطاب
Densité volumétrique	Volumetric density	كتلة حجمية
Densité optique	Optical density	كثافة ضوئية
Sphères intégrantes	Integrating spheres	كرات مكاملة

Quantum	Quantum	كم
Quantique	Quantic	كمي
Quantité d'éclairement	Illumunation quantity	كمية الاستنارة
Quantité de lumière	Quantity of light	كمية الضوء
Electrostatique	Electrotatic	كهراكد
Thermoélectrique	Thermoelcstric	كهرحراري
Electrolyte	Electrolite	كهرحل
Piezoelectrique	Piezo-electric	كهرضغطي
Photoélectrique	Photoelectric	كهرضوئي
Electromagnétique	Electromagnetic	كهرطيسي
Electrochimique	Electro chemical	كهركيميائي
Dielectrique	Dielectric	كهرنافذ
Univers	Universe	كون

— ل —

Dissyymétrie moleculoire	Molecular dissymetry	لا تناظر جزيئي

— م —

Ultraviolet	Ultraviolet	ما فوق البنفسجي
Ultramicroscope	Ultrami croscop	ما فوق المجهر
Ultra hertzien	Ultra-Hertzian	ما فوق الهرتزية
Principes Colorimetriques	Colorimetric principles	مبادىء القياسات اللونية
Principe d'incertitude	Uncertainity principle	مبدأ عدم التعيين
Vecteur lumineux	Light vector	متجهة ضوئية

Isocline	Isocline	متساوية الميل
Resonnateurs moléculaires	Molecular Resonators	متجاوبات جزيئية
Homochrome	Homochromatic	متجانس اللون
Continu	Continuous	متصل
Croisé	Crossed	متصالب
Racémique	Racemic	متعادل ضوئياً
Progression	Progression	متوالية
Autocollimateur	Self collimator	مجمّع ذاتي
Anolyseur	Analyser	محلل
Solution	Solution	محلول
Hétérochrome	Heterochromatic	مختلف الألوان
Gyrateurs	Gyrators	مدوّرات
Soluté	Solved	مذاب
Miroir	Mirror	مرآة
Visible	Visible	مرئي
Rendement de fluores-cenec	Efficiency of fluorescence	مردود الفلورة
Filtre	Filter	مرشحة
Centre de luminescence	Luminescence Center	مركز تلألؤ
Thermocouple	Thermocouple	مزدوجة حرارية
Parcoure libre	Free path	مسار حر
Chemin Optique	Optical path	مسار ضوئي
Emulsion photographique	Photographic Emulsion	مستحلب تصويري

French	English	Arabic
Récepteur photoélectrique	Photo-electric receptor	مستقبل كهرضوئي
Stationnaire	Stationary	مستقر
Partiellement polarisé	Partially Polarized	مستقطب جزئياً
Orthotrope	Orthotrope	مستقيم المناحي
Plan	Plane	مستوي
Plan reticulaire	Reticular plane	مستوي شبكي
Spectro-héliographe	Spectro heliograph	مصور طيف الشمس
Antireflechissant	Antireflective	مضاد للعكس
Phtomultiplcateur	Photomultiplier	مضاعف ضوئي
Recuit	Tempered	معاد الاحماء
Equation d'onde	Equatiou of Wave	معادلة الموجة
Réflexion métallique	Metallical reflection	معدني (انعكاس)
Etalon	Etalon	معيار
Etalon d'intenrité lumineure	Etalon of luminous intensity	معيار الشدة الضوئية
Magnetique	Magnetic	مغناطيسي
Diffus	Diffused	مغبش
Anticathode	Target	مقابل المهبط
Grandeurs conjuguées	Conjugate quantities	مقادير مترافقة
Concave	Concave	مقعر
Polariseur circulaire	Circular polarizer	مقطّب دائري
Cannelé	Grooved	مقلم ـ مخطط
Goniomètre	Goniometer	مقياس الزوايا

Géodimetre	Geodimeter	مقياس الأرض
Saccharimètre	Saccharimeter	مقياس السكر
Luxmètre	Luxmeter	مقياس الاستنارة
Spectrophotometre pour l'idfrraouge	Infrared spectrophotometer	مقياس الضوء الطيفي لما تحت الاحمر
Luminancimètre	Luminancemeter	مقياس اللمعان
Densitomètrie	Densitometer	مقياس الكثافة الضوئية
Compensateur	Compensator	مكافئة
Loupe	Magnifier	مكبرة
Loupe dichrosopique	Dichroscopic magnifier	مكبرة كاشفة للتلون
Source de lumière	Source of light	منبع ضوئي
Source-tare	Standart source	منبع عياري
Courbe de noircissement	Blackening curve	منحني الاسوداد
Activeur —	Activator	منشط
Stratifié —	Stratified	منضّد
Banc Photométrique	Photometric bench	منضدةالقياساتالضوئية
Spontanément renversed	Spontaneously renverset	منقلب تلقائياً
Excité —	Excited	مهيّج
Monochromateur	Monochromater	موحّد اللون
Prisme	Prism	موشور

— ن

Diffuseur parfait	Ideal Diffuser	ناثر كامل

Conductivité électrique	Electrical conductivity	ناقلية نوعية كهربائية
Pulsation	Pulse	نبض
Novae	Nova	نجم جديد
Rapport de diffusion '	Diffusion ratio	نسبة الانتثار
Relativité restreinte	Restricted Relativity	النسبية خاصة
Relativité généralisée	General Relativity	النسبية العامة
Pile photovoltaîque	Photovoltaic Pile	نضد فوتو فولتاكي
Perméabilité relative	Relativistic Permeability	نفوذية نسبية
Périhélie	Perihelion	نقطة الرأس
Modèle vectoriel d'atome	Vectorial model of atom	نموذج متجه للذرة

— و —

Unité photométrique	Photometric unit	وحدة ضوئية قياسية
Monochromatique	Monochromatic	وحيد اللون
Scintillation	Twinkle	ومضية ـ وميض

— هـ —

Halo	Halo	هالة
Agitation thermique	Thermal agitation	هيجان حراري



محتويات الكتاب

اطياف الذرات والجزيئات والبلورات

الفصل الثالث عشر ـ مفاهيم عامة عن اطياف الاصدار والامتصاص

الفصل الرابع عشر ـ الاطياف الذرية

الصفحة

الفصل الخامس عشر ـ الطيوف الجزيئية

الفصل السادس عشر ـ اطياف الاجسام في الحالة المكثفة

الصفحة

متممات مختلفة

الفصل السابع عشر ـ الضوء في الجيوفيزياء والكيمياء والبيولوجيا

أ ـ بصريات الجو وما تحت البحر

ب ـ قياسات الشدة الضوئية وقياسات الشدة الطيفية الفلكية

ج ـ الضوء في الكيمياء وفي البيوفيزياء

الصفحة

الفصل الثامن عشر ـ معارف أولية في مبدأ النسبية ونتائجها

أ ـ النسبية الخاصة

ب ـ النسبية العامة

الصفحة

الفصل التاسع عشر

تتمات في بعض مظاهر ميكانيك الفوتونات

الفصل العشرون – الليزر

★ ★ ★

١٥٠٠ / ط١ / ١١ / ١٩٧٥

P. FLEURY et J. P. MATHIEU

PHYSIQUE GENERALE ET EXPERIMENTALE

LUMIÈRE

Tome II



Publications du Conseil Supérieur des Sciences